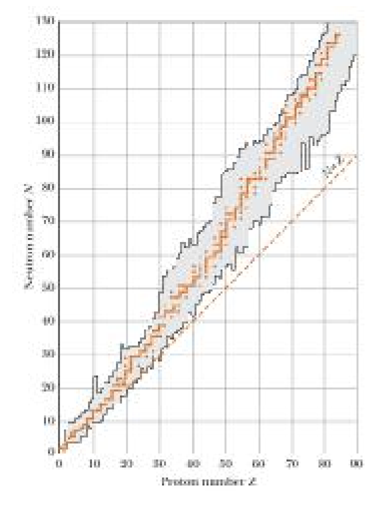
الفيزياء النووية (1)



الجمهورية العربية السورية
وزارة التعليم العالي
جامعـــــة تشـــــرين
كليـــة العلـــوم

الفيزياء النووية (1)



الدكتور هيثم ابراهيم جبيلي
أستاذ في قسم الفيزياء

الدكتور جهاد كامل ملحم
أستاذ في قسم الفيزياء

الدكتور أمير درويش تفيحة
أستاذ مساعد في قسم الفيزياء

القسـم: الفيزياء
السـنة: الثالثة

1438-1439 هـ

2017 – 2018 م

الفهرس

الفصل الخامس: كواشف الاشعاعات النووية 181

الفصل السادس: دراسة بعض تطبيقات الفيزياء النووية 215

الفصل السابع: مخاطر الاشعاع النووي والوقاية منه 257

مقدمة الكتاب

جرت العادة أن يُطلب إلى الفيزيائيين المميزين، حين يزورون جامعة موسكو، أن يكتبـــوا على لوحٍ توصية للأجيال القادمة. وفي إحدى هذه المناسبات كتب بـــور «إن المتعارضـــات ليست متناقضات، بل متتامات»، مختصراً بذلك مبدأه القائـــل بالتتاميـــة complementarity. واختار ديراك أن يكتب «يجب على كل قانون فيزيائي أن يتمتع بجمال رياضي». أما يوكاوا، رائد نظرية التفاعلات النووية، فقد كتب: «إن الطبيعة بسيطة في جوهرها».

إن الطبيعة بسيطة في جوهرها، هذا ما يسعى العلم أن يبينه. فالنظريات الفيزيائية الكبرى المكتملة تتميز بالبساطة والجمال الرياضي. أما النظريات الفيزيائية غير المكتملة فـــلا تـــزال تعاني من صعوبات جمة أهمها عدم البساطة. وأغلب هذه النظريات يقع في مجـــال الفيزيـــاء النووية.

ومع أن تطور الفيزياء النووية كان في ثلاثينيات وأربعينيات القرن الماضي، فإنها بـــدأت في حقيقة الأمر مع اكتشاف النشاط الإشعاعي. ولقد طرحت خواص النـــوى الذريـــة، التـــي كشفت عنها التجارب المبكرة، على الفيزيائيين مسائل مهمة هي:

1 ــ تعيين حجم النواة الذي استُدل من الحقائق كافة على أنه أصغر من حجم الذرة بآلاف المرات. فقد تم استنتاج [من تبعثر (تشتت) جسيمات ألفا عن النوى الثقيلة] أن قطر النواة هو في غاية الصغر، فهو من رتبة عُشر الواحد من تريليون من السنتمتر (10^{-13}cm).

2 ــ تعيين مكونات النواة إذ لا يمكن أن تكون بروتونات فحسب، لأن الشـــحنة النوويـــة الموجبة تصبح عندئذ أكبر من ضعفي قيمتها المقيسة.

3 ــ تحديد طبيعة القوة النووية، أي القوة التي تبقي الجسيمات المكونة للنـــواة متماســـكة داخلها.

فمن التجارب نستنتج أن الطاقة التي تربط الجسيم النووي بالنواة تقرب من مليون ضعف الطاقة التي تربط الالكترون بالذرة. وسرعان ما طرحت هذه النتيجة المسألة التاليـــة: كيـــف يمكن للبروتونات، وهي جميعاً متماثلة الشحنة، أن تبقى متجاورة في منطقة صـــغيرة صـــغر حجم النواة؟ إن قوة التنافر الكهربائية بين بروتونين تفصل بينهما أبعاد كأبعاد النواة هي مـــن الشدة بما يجعل هذه النواة تتشطر؛ فكيف إذاً تظل هذه النواة متماسكة إذا لم تكن ثمـــة قـــوة مجهولة شديدة جداً تمنعها من الانشطار؟ تلك هي مشكلة استقرار النواة التي ظلت هي المسألة

الرئيسة التي شغلت ذهن معظم الفيزيائيين منذ السنوات الأولى من القرن العشـــرين وحتـــى عقده الثالث.

والحقيقة أن مشكلة استقرار النواة مرتبطة ارتباطاً شديداً بطبيعة جسيمات أخـــرى، غيـــر البروتونات، موجودة في النواة. فكان خيرة الفيزيائيين تقريباً في تلك السنوات الأولى يتمعنون في هذه المسألة. وكان التخمين الأكثر احتمالاً والذي خطر في بال الكثير منهم، هو أن النواة تحوي بالإضافة إلى البروتونات الكترونات، أي الكترون لكل بروتون. وقد بدا أن هذا الظـــن مؤكد بثبوت أن أشعة بيتا هي الكترونات، إذ كانوا يحاجون بأنه إذا كانت الالكترونات تصدر عن النواة فلا بد أن تكون موجودة فيها لتنطلق منها.وكانت هذه الدعوى مقبولة بوجه عـــام، حتى عند رذرفورد الذي ظلّ يدعمها حتى بداية ثلاثينيات القرن الماضي.

إلاّ أن افتراض وجود الالكترونات في النواة، بعد تطور ميكانيك الكم واكتشاف علاقـــات الارتياب، أصبح أمراً غير مقبول إطلاقاً لعدد من الأسباب المقنعة. أولها مثلاً أنه لو فُـــرض وجود الالكترون في النواة لأصبحت كمية حركته في مكان بهذا الضيق كبيرة إلى حدٍّ بعيـــد بسبب مبدأ الارتياب بحيث لا يمكن أن يبقى حبيساً في النواة، ولتجاوزت طاقة حركته كثيـــراً طاقات الارتباط النووية.

وهكذا أقنعت هذه الحجج كلها الفيزيائيين أنه لا وجود لالكترونات حرة في النواة، واستبعد بذلك نموذج النواة الكترون ــ بروتون. إلا أن رذرفورد لم يستبعد هذه الفكرة نهائيـــاً وألـــح على أن الالكترون والبروتون يمكن أن يكوّنا في ظروف مؤاتية بنية شديدة الترابط ؛ وكـــان يرى أن هذه البنية الحيادية التي دعاها «نيوتروناً» هي بنية أساسية لبنـــاء نـــوى العناصـــر الثقيلة. والحقيقة أن نيوترون رذرفورد بدأ به شادويك الذي اكتشف أنه إذا قُذف البيريليـــوم 9 (^{9}Be) بجسيمات ألفا(الصادرة عن البولنيوم المشع) نتجت نواة الكربـــون 12 مـــع إطـــلاق جسيمات حيادية رأى شادويك أنها هي نيوترونات رذرفورد. وبهذا الاكتشاف بدأ فعلاً عصر الفيزياء النووية الذي أثر تطوره السريع في أثناء ثلاثينيات القرن العشرين وأربعينياته فـــي حياتنا كثيراً. وقد فتح هذا الاكتشاف باباً واسعاً من البحوث النووية وراح الفيزيـــائيون مـــن مختلف الأعمار والمؤهلات يساهمون فيها من الناحيتين النظرية والتجريبية، فكان من يُـــدعى فيزيائياً نووياً معناه أضفي عليه لقبٌ ذو مكانة سامية.

ويسعدنا أن نقدم هذا الكتاب لطلاب السنة الثالثة فيزياء في كلية العلوم بجامعـــة تشـــرين والذي يغطي مفردات المنهاج المقررة رسمياً.

ويفترض هذا الكتاب أن للطلاب معرفة جيدة بميكانيك الكم الذي يمثل أداةً لابد منها في فهم فصوله. فهذا الكتاب يشتمل على مبادئ وأساسيات الفيزياء النووية؛ كما أن مادته مكتوبة بأسلوب يتلاءم مع تدريس المنهج المقرر، حيث نلقي الضوء على المبادئ الرئيسة والنتائج المهمة للفيزياء النووية، و يترك للطالب الخوض في أعماق المادة العلمية ليتمرس بمفرده على اكتساب النهج والتفكير العلمي. ويشتمل هذا الكتاب على سبعة فصول وعدة ملاحق تعتبر جزءاً لا يتجزأ من الكتاب. ويتناول الفصل الأول الخصائص العامة للنواة حيث ركزنا على خصائص مهمة للنواة مثل طاقة ارتباط النواة. أما في الفصلين الثاني والثالث فقد تمَّ تكريسهما للنشاط الإشعاعي وللتفاعلات النووية. وفي الفصل الرابع فقد تمت معالجة التأثير المتبادل بين الإشعاع والمادة .

وبالاعتماد على ما تمت معالجته في الفصل الرابع فقد استعرضنا في الفصل الخامس كواشف الاشعاع و في الفصل السادس قدمنا بعض تطبيقات الفيزياء النووية مثل قياس أعمار النصف والرنين المغناطيسي النووي.

وأخيراً فقد قدمنا في الفصل السابع مخاطر الإشعاع النووي وأجهزة الكشف عنه.

ولتوضيح مفاهيم الفيزياء النووية فقد أغنينا الكتاب بالأمثلة المحلولة والمسائل غير المحلولة، آملين أن نكون قد قدمنا مساهمة مفيدة في مجال الفيزياء النووية والله ولي التوفيق.

المؤلفون

المفردات العامة لمقرر الفيزياء النووية (1)

لطلاب السنة الثالثة فيزياء في قسم الفيزياء

من كلية العلوم بجامعة تشرين

الفصل الأول: الخواص الأساسية للنواة.

الفصل الثاني: النشاط الاشعاعي.

الفصل الثالث:التفاعلات النووية.

الفصل الرابع: التأثير المتبادل بين الإشعاع والمادة.

الفصل الخامس: كواشف الاشعاعات النووية.

الفصل السادس: دراسة بعض تطبيقات الفيزياء النووية.

الفصل السابع: مخاطر الاشعاع النووي والوقاية منه.

الفصل الأول

الخواص الأساسية للنواة

1.1 - مقدمة:

استطاع رذرفورد Rutherford وضع تصور واقعي للذرة بعد قيامه بتجربتـــه الشـــهيرة والتي سلط فيها جسيمات ألفا على وريقة من الذهب، حوالي عام 1911. وقد تأكد منذ ذلــك الحين النموذج النووي للذرة . فالذرة تتألف من نواة دقيقة في المركز حيث توجد فيها الشحنة الموجبة للذرة كما تحوي 99.9% من كتلتها. أما الذرة نفسها فنصف قطرها أكبـــر بحـــوالي 10^5 مرَّة من نصف قطر النواة، ولذلك فلا يمكن أن تتسع صفحة واحدة لتمثيل حقيقي للـــذرة مع نواتها. فتوجد الالكترونات في الجزء الخارجي للذرة، ويُدرسُ سلوكُ الالكترونـــات فـــي الفيزياء الذرية.

2.1ــ النواة الذرية:

تتكون النواة من Z بروتوناً و N = A – Z نيوتروناً حيث يُدعى Z بالعـــدد الـــذري وA بالعدد الكتلي. ويُطلق على مجموعة البروتونات والنيوترونات النيوكلونات Nucleons، ولقـــد جرت العادة أن نرمز لنواة χ بالرمز التالي ${}_{Z}^{A}c$ أو ${}_{Z}c^{A}$. فمثلاً تُكتب نواة الكربـــون 12 بالشكل ${}_{6}^{12}C$ أو ${}_{6}C^{12}$ ونواة الأوكسجين 16 بالشكل ${}_{8}^{16}O$ أو ${}_{8}O^{16}$، ونواة الأرجـــون 40 بالشكل ${}_{18}^{40}Ar$ أو ${}_{18}Ar^{40}$ .... الخ، ونشير إلى أننا سنستخدم أحد الرمـــزين ${}_{Z}^{A}c$, ${}_{Z}c^{A}$ للتعبير عن النواة في هذا الكتاب وذلك تبعاً للحاجة والضرورة.

ونعطي فيما يلي مجموعة من التعاريف حيث يتكرر استخدامها في هذا الكتاب.

3.1 ــ تعريفات:

ــ النيوكلايد Nuclide ويطلق على العنصر النووي ذي العدد الذري Z وعدد الكتلة A.

ــ النظائر Isotopes وهي نيوكلايدات لها نفس العدد الـــذري Z (ولهـــذا تكتـــب أحيانـــاً Izotopes حيث يُستبدلُ الحرف S بالحرف Z ليدل على تساوي العـــدد الـــذري Z) ولكنهـــا تختلف في العدد الكتلي A.

ولهذا فإن النظائر تملك الخواص الكيميائية نفسها كالتكافؤ والنشاط الكيميائي، لأن لها عدد الالكترونات نفسه ، بينما تختلف في الخواص الفيزيائية كالكتلة. وتوجد للعنصر غالباً أعـداد كبيرة من النظائر بعضها طبيعي والآخر صنعي ومثال ذلك نظائر اليورانيوم:

$${}^{234}_{92}U \ , \ {}^{235}_{92}U \ , \ {}^{238}_{92}U$$

ـ الأيزوبارات Isobars وهي نيوكلايدات لها نفس عدد الكتلة A، ولذلك يستبدل الحرف a بالحرف A حيث تكتب IsobArs ليدل على تساوي العدد الكتلـي، ولكـن تختلـف هـذه النيوكلايدات في العدد الذري Z وبالتالي تختلف بعدد النيوترونات N، ومثال ذلك:

$${}^{137}_{54}Xe \ , \ {}^{137}_{55}Cs \ , \ {}^{137}_{56}Ba \ , \ {}^{137}_{57}La$$

ـ الآيزوتونات Isotones وهي نيوكلايدات لها عدد النيوترونات N نفسه ، ولذلك يُستبدل الحرف n بالحرف N حيث تكتب IsotoNes ليدل على تساوي عدد النيوترونات N، ولكنهـا تختلف في عدد الكتلة.

ومثال ذلك:

$${}^{15}_{7}N \ , \ {}^{16}_{8}O$$

ـ النوى المرآتية Mirror Nucleus وهي الآيزوبارات التي تتبـادل عـدد البروتونـات والنيوترونات، ومثال ذلك ${}^{3}_{1}H \ , \ {}^{3}_{2}He$.

ـ الآيزوميرات Isomers وهي نيوكلايدات لها عدد البروتونات والنيوترونات نفسه (نفس عدد الكتلة A) إلا أنها تتواجد في حالات إثارة مختلفة تنتقل إلى الاستقرار عن طريق إصدار أشعة كهرطيسية تسمى أشعة جاما Gamma.

4.1 - واحدات قياس الكتلة والطاقة في الفيزياء النووية:

لا تصلح وحداتنا المعروفة الكبيرة لقياس كتلة النواة . في النظام الدولي للوحدات أخـذت وحدة الكيلو جرام kg لقياس الكتلة. وهذه الوحدة تعتبر كبيرة جداً لتقدير كتلة النواة . ولـذلك تم تعريف وحدة جديدة هي وحدة الكتـل الذريـة Atomic Mass Unit والتـي يُرمـز لهـا اختصاراً بـ amu أو بـ u اختصاراً حيث سنستخدم الاختصار السابق لوحدة الكتل الذريـة في هذا الكتاب. إن قيمة u تساوي $\frac{1}{12}$ من كتلة ذرة الكربون 12، ولنبرهن ان:

$$1u = \frac{1}{N_a} = 1.66 \times 10^{-24} g$$

بفرض M الكتلة الحقيقية لذرة ما فإن الكتلة الذرية M_a لهذه الذرة مقدرة بـــ u تســـاوي $M_a = \frac{M}{u}$ وبما أن المول من أي مادة هو عدد الغرامات من هذه المادة يساوي الكتلة الذرية، أي: $1\,mol = M_a$ فإذا قسمنا كتلة المول M_a بالغرامات على كتلة الذرة والتـــي تســـاوي $u.M_a$ نحصـــــل علـــــى عـــــدد أفوكـــــادرو N_a الـــــذي يعطـــــى كمـــــا يلـــــي:

$$N_a = \frac{M_a}{u.M_a} = \frac{1}{u} = 6.023 \times 10^{23}\,\text{atoms}$$

وبالتالي فإن:

$$1u = \frac{1}{N_a} = \frac{1}{6.023 \times 10^{23}} = 1.66 \times 10^{-24} g$$

وباستخدام العلاقة بين الطاقة والكتلة، لآينشتين ، التالية:

$$E = M c^2 \qquad (1)$$

فإن:

$$1\,u\,c^2 = 1.66 \times 10^{-27} \times (3 \times 10^8)^2$$
$$= 1.49 \times 10^{-10} \quad J$$

ولما كان $1\,MeV = 1.6 \times 10^{-13}\quad J$ فإن :

$$1\,u\,c^2 = 931.48\ MeV$$

فإذا كان لدينا جسيماً ساكناً كتلة M_o فإن طاقته السكونية تساوي $M_o\ c^2$. فإذا انتقل مـــن السكون إلى الحركة بسرعة J فإن طاقته الكلية:

$$E = M_o c^2 + K$$

حيث K هي الطاقة الحركية للجسيم ذي الكتلة السكونية M_o وتساوي:

$$K = E - M_o c^2 = Mc^2 - M_o c^2$$

وبما أن:
$$M = \frac{M_o}{\sqrt{1-b^2}}$$

فإن:

$$K = M_o c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-b^2}} - 1 \right)$$

حيث: $b = \frac{J}{c}$

فمن أجل c >> ϑ فإن: $K=\frac{1}{2}M_o J^2$ والتي تمثل طاقة الحركة الكلاسيكية للجسيم

حيث M_o تعتبر ثابتة في حالة السكون والحركة.

إن الطاقة الكلية تُعطى بدلالة الطاقة السكونية كما يلي:

$$E=\sqrt{(M_o c^2)+P^2 c^2} \qquad (2)$$

حيث: $P=M J=\frac{M_o bc}{\sqrt{1-b^2}}$ كمية الحركة النسبية للجسيم.

ويمكن استنتاج العلاقة (2) كما يلي:

$$E^2=M^2 c^4=\frac{M_0^2 c^4}{1-b^2}=\frac{M_0^2 c^4+M_0^2 b^2 c^4-M_0^2 b^2 c^4}{1-b^2}$$

أو:

$$E^2=\frac{M_0^2 c^4 (1-b^2)+M_0^2 b^2 c^4}{1-b^2}=M_0^2 c^4+P^2 c^2$$

وبأخذ الجذر التربيعي لطرفي العلاقة السابقة نحصل على العلاقة (2).

واعتماداً على العلاقة السابقة نكتب:

$$E^2-M_0^2 c^4=P^2 c^2$$

أو: $(E - M_0 c^2) (E + M_0 c^2) = P^2 c^2$

ومنها:

$$K \, (E + M_0 c^2) = P^2 c^2$$

وبإضافة وطرح M_0c^2 ضمن القوس نجد:

$$K (E - M_0 c^2 + 2M_0 c^2) = P^2 c^2$$

أو: $K (K + 2M_0 c^2) = P^2 c^2$

أو: $Pc=\sqrt{K(K+2M_0 c^2)}$

فإذا كانت الطاقة الحركية مهملة أمام الطاقة السكونية فاعتماداً على العلاقة السابقة نكتب:

$$K = \frac{P^2}{2M_0}$$

أما إذا كان الجسيم محل الدراسة مركب من جسيمات أصغر فإن الطاقة السكونية له تتعلق بحالة الحركة الداخلية لهذه الجسيمات التي يتألف منها. والنواة الذرية نظام معقد يتكون من النيوكلونات لهذا تتحدد طاقتها السكونية بحركة هذه النيوكلونات فكلما كانت الطاقة الداخلية لهذه النيكليونات أكبر وكانت الطاقة السكونية للنواة E_0 أكبر وبالتالي كتلتها السكونية $M_0 = \frac{E_0}{C^2}$ أكبر. ويقابل المستوى الأساسي للنواة الحد الأدنى من طاقة وكتلة السكون للنواة.

5.1 ــ نصف قطر النواة:

مرت فكرة وجود نصف قطرللنواة بعدة مراحل: في المرحلة الأولى كان العلماء يعتقدون بوجود نصف قطر للنواة بدون تحفظات، وتم البحث عن طرائق لقياس نصف القطر النووي. في المرحلة الثانية مع ظهور ميكانيك الكم اختفى مفهوم المدار وظهر بدلاً منه مفهوم الغمامة واعتقد العلماء بعدم وجود نصف قطر للنواة (هل يوجد نصف قطر للغمامة)، فإذا وجد فيجب أن يكون هناك أكثر من نصف قطر تبعاً لطريقة القياس.وفي المرحلة الثالثة وصل العلماء وبعد العديد من التجارب إلى أن هناك شيء ما يشبه نصف القطر النووي وهو لايتعلق بطريقة القياس، وتم التفكير بالنواة كجملة كوانتية يمكن تمثيلها بتابع موجي ψ وعند تغير كثافة المادة النووية وانخفاضها لقيم صغيرة جداً (تساوي الصفر تقريباً) فإن ثخانة المنطقة الأولى يمكن أن تكون شيئاً شبيهاً بنصف القطر.

ليست هناك وسيلة ما لقياس حجم النواة مباشرة إنما نعتمد على طريقتين عمليتين لتقـــدير نصف قطر النواة ومن ثم حجمها هما:

أ ــ الطريقة النووية: ونحصل منها على ما يسمى بنصف قطر القوة النوويـــة. ونقـــوم، هنا، بدراسة تشتت الجسيمات النووية عن النواة تحت تأثير القوة النووية. وتتلخص التجـــارب العملية المستخدمة لذلك فيما يلي:

1ــ تشتت جسيمات ألفا؛

2ــ أعمار النصف لمصدرات ألفا؛

3ــ تشتت النيوترونات السريعة عن النوى.

ب ــ الطريقة الكهرطيسية: ونحصل منها على ما يُسمى بنصف قطر الشحنة. وهنا نقوم بدراسة تشتت الجسيمات عن النواة تحت تأثير شحنة البروتونات الموجبة بها. وتتلخص التجارب العملية المستخدمة فيما يلي:

1ــ تشتت الالكترونات عالية الطاقة عن النوى؛

2ــ تشتت البروتونات عن النوى؛

3ــ أشعة X المنطلقة من الذرة الميونية؛

4ــ إزاحة خطوط الطيف في نظائر العنصر.

سوف نفترض أن النواة تأخذ شكلاً كروياً وبالتالي يتناسب حجمها مع عدد النيوكلونات المكونة لها، أي:

$$V \alpha A$$

حيث V حجم النواة. وبما أن النواة كروية الشكل، فإن:

$$V = \frac{4}{3} p\ R^3$$

أي أن:

$$A a\ \frac{4}{3} p\ R^3$$

أو:

$$R \alpha A^{1/3}$$

وينتج من ذلك أن:

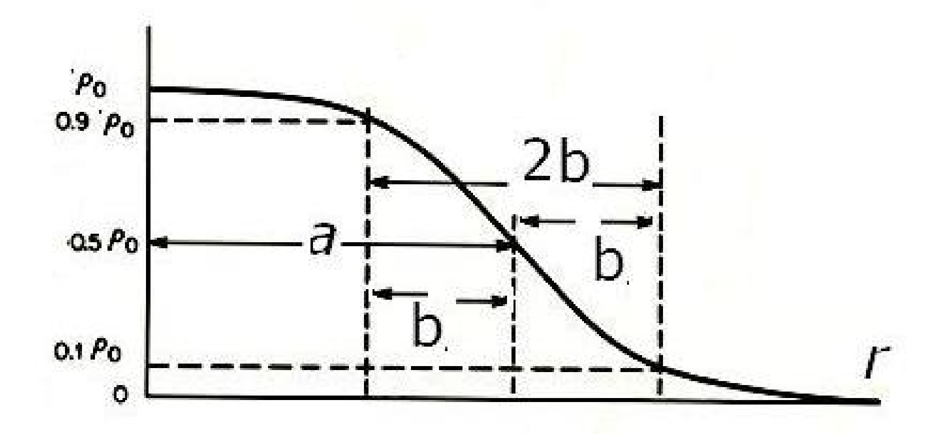
$$R = r_o A^{1/3} \qquad (3)$$

حيث r_o ثابت يمكن تعيينه تجريبياً باستخدام إحدى الطرق السابقة.

وقبل استعراض بعضاً من هذه الطرق بالتفصيل ينبغي أولاً توضيح كيفية توزع الشحنات وتوزع الكتلة داخل النواة.

تبين تجارب تشتت الالكترونات عالية الطاقة عن النواة أن توزيع الشحنة داخل النواة هو كما مبين في الشكل (1).

ويلاحظ من الشكل أن النواة تتكون من منطقة مركزية تكون فيها كثافة الشحنة الكهربائية ثابتة r_o وطبقة أو قشرة تتناقص كثافة الشحنة خلالها بصورة سريعة.



الشكل (1) توزع الشحنة داخل النواة

ولقد استخدمت عدة صيغ لتفسير مثل هذه النتائج من أشهرها:

$$r(r) = \frac{r_o}{1+e^{(r-a)/b}} \qquad (4)$$

حيث:

ρ_o كثافة الشحنة المركزية الثابتة و a و b وسيطان قيمتهما:

$$a = 1.07 \times 10^{-15}\ A^{1/3}\ \ m = 1.07\ A^{1/3}\ F$$

$$b = 0.55 \times 10^{-15}\ \ m = 0.55\ F$$

وحيث: $F = 10^{-15}$ m ويُعرف بالفرمي Fermi. ويُستنتج من الدراسات أعلاه ما يلي:

1ــ إن كثافة الشحنة الكهربائية ثابتة داخل النواة وتتناقص بسرعة كبيرة خــلال الطبقــة السطحية التي سمكها 2b = 1.1F وهذا السمك مقدار ثابت لجميع النوى.

2ــ تعتمد الكثافة الداخلية للشحنة r_o على رقم الكتلة A وتتناقص بصورة بطيئــة مــع زيادة A.

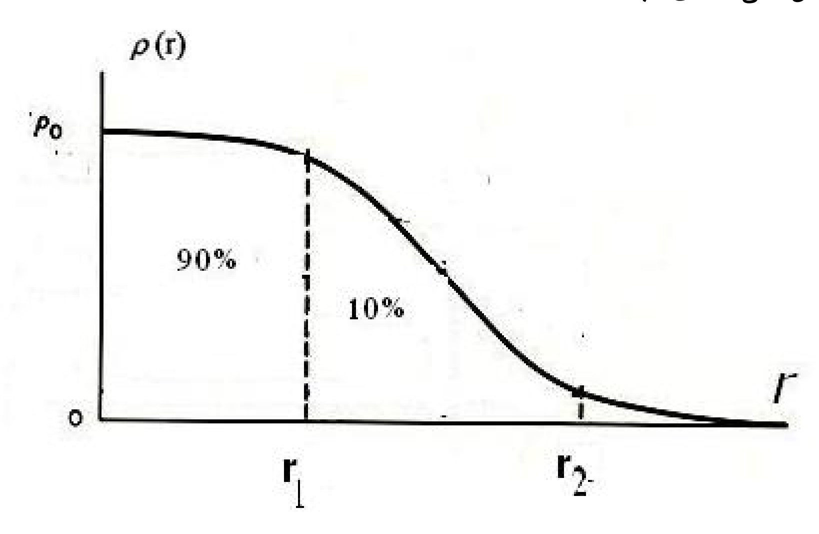
3ــ تبين الدلائل أن توزع النيوترونات داخل النواة يشبه توزع البروتونات وبالتالي فــإن كثافة الكتلة $r_m(r)$ تشبه لحد ما كثافة الشحنة والفرق بينهما في نسبة عدد النيوكلونــات A إلى عدد البروتونات Z. وبالتالي فإن كثافة الكتلة تكتب بالشكل التالي:

$$r_m(r) = \frac{A}{Z}\, r(r)$$

مثال(1)

إذا علمت أن كثافة الشحنة تتناقص في القشرة لـــ 10% وفي الطبقة التالية لـــ 90% من قيمتها الثابتة داخل النواة فاحسب سمك قشرة النواة، باعتبار أن الثابت b = 0.55 F.

الحل: من الشكل نجد



من أجل النقطة $r = r_1$ فإن

$$r = \frac{9}{10} r_o$$

وبالتعويض في المعادلة (4) نجد:

$$\frac{9}{10} r_o = \frac{r_o}{1+e^{(r_1-a)/b}}$$

أو

$$\frac{10}{9} = 1+e^{(r_1-a)/b}$$

أو

$$\frac{1}{9} = e^{(r_1-a)/b}$$

ومن أجل النقطة $r = r_2$ فنجد بنفس الأسلوب:

$$9 = e^{(r_2-a)/b}$$

وبقسمة المعادلة السابقة على المعادلة التي قبلها نجد:

$$81 = e^{(r_2 - r_1)/b}$$

وبالتالي فإن سماكة القشرة:

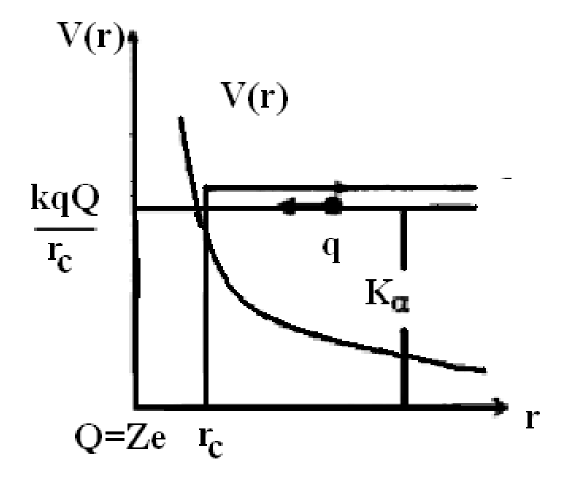
$$r_2 - r_1 = b \text{ Ln } 81 = 2.42 \text{ F}$$

وسنتناول فيما يلي بعض الطرق السابقة المستخدمة لتعيين نصف قطر النواة.

1.5.1ـ تشتت جسيمات ألفا:

يستطيع جسيم ألفا في تجارب تشتت ألفا أن يصل إلى النواة إذا كان التصادم مباشراً، بمعنى أن يحدث التشتت جبهياً بزاوية π. ولنفترض أن جسيم ألفا يقترب من النواة الهدف بطاقة حركة K_α، ففي هذه الحالة تزداد قوة كولون التنافرية مع اقتراب جسيم ألفا من النواة.

وعلى مسافة r_c، وهي أقرب مسافة للجسيم من النواة، فإن طاقة الحركة للجسيم تصبح مساوية لطاقة كولون التنافرية. ولهذا فإن جسيم ألفا يتوقف لبرهة ثم يعود ليبتعد عن النواة في الاتجاه المعاكس كما في الشكل (2). ويمكننا تصور ذلك كما لو أن جسيم ألفا يتسلق المنحدر الكولوني للجهد حول النواة حتى يصل إلى مسافة r_c من النواة . وعند هذه المسافة تتحول كل طاقة حركته إلى طاقة كامنة كهربائية مما يجعله يتوقف لبرهة ثم يبدأ في التزحلق من على المنحدر ليكتسب طاقة حركته مرة ثانية . ولهذا فإنه يمكننا أن نساوي طاقة حركة الجسيم بالطاقة الكامنة عند $r = r_c$ فقط. ومنه:



الشكل (2): العلاقة بين الجهد الكولوني والمسافة r بين النواة وجسيم ألفا

$$K_a = \frac{1}{2} m J_0^2 = \frac{kqQ}{r_c}$$

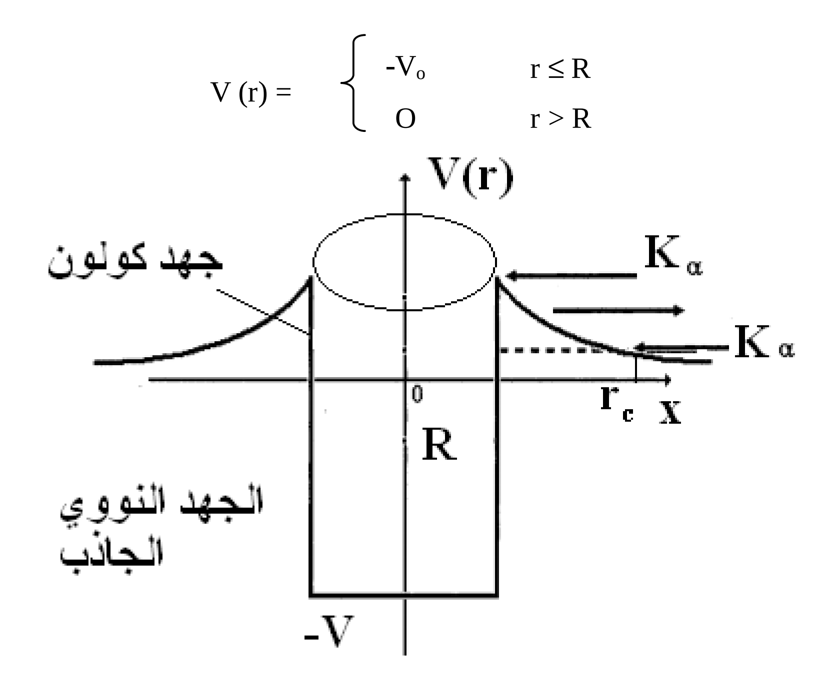
حيث q = 2e شحنة جسيم ألفا و Q = Ze شحنة النواة. إذن:

$$r_c = \frac{2kZe^2}{K_a} = \frac{4kZe^2}{mJ_0^2} \qquad (5)$$

وبفرض R نصف قطر النواة وأن طاقة حركة جسيم ألفا كافية بحيث

$r_c \leq R$ فإننا نلاحظ أن عدد جسيمات ألفا المتشتتة جبهياً يقل: وذلك لأنه عندما تتحقق المتراجحة السابقة تصبح القوة بين جسيم ألفا والنواة قوة تجاذبية تعزى للقوى النووية القوية التي تفوق كثيراً قوى التنافر الكولونية. ويمكن تمثيل القوى النووية القوية بالجهد الآتي:

$$V(r) = \begin{cases} -V_o & r \leq R \\ O & r > R \end{cases}$$



الشكل (3): عندما r ≤ R تسيطر القوة النووية التجاذبية
وعندما r > R يكون جهد كولون هو المسيطر

ويوضح الشكل (3) هذه العلاقة وكذلك صفات القوة النووية. فإذا كانت K_α كافية من أجل $r_c \leq R$ فإن جسيمات ألفا لا ترتد كلها، وإنما يمتص جزء من هذه الجسيمات داخل النواة.

ونتيجة لذلك يقلُّ عدد جسيمات ألفا التي تتشتت جبهياً عن العـــدد المتوقـــع حســـب نظريـــة رذرفورد . ومن أجل الطاقة K_α التي يكون من أجلها $r_c = R$ ، أي الطاقة الأصغر من تلك التي يقل من أجلها عدد جسيمات ألفا المنعكسة، فإننا نحسبه من (5) وبالتالي نصف قطـــر النواة:

$$r_c = R = r_o A^{1/3}$$

وبتكرار تجارب التشتت على نوى مختلفة وتغيير طاقة جسيمات ألفا باستخدام المسرعات تمَّ الحصول على الثابت r_o

$$r_o = 1.414 \times 10^{-13} \text{ cm}$$

مثال (2):

يعطي عنصر الرَّاديوم 219 جسيمات ألفـــا بطاقـــة 7.68 MeV فـــإذا اســـتخدمت هـــذه الجسيمات في تجربة تشتت على كل من الذهب $^{192}_{79}Au$ والألمنيوم $^{27}_{13}Al$ ، فاحســـب مســـافة الاقتراب الصغرى لجسيم ألفا في الحالتين.

الحل:

المعادلة (5) تعطي

$$r_c = \frac{2k\ Ze^2}{K_a}$$

حيث: $e = 1.602 \times 10^{-19}$ C ، $K = 8.987 \times 10^{9}$ N . m^2/ C^2

$$K_\alpha = 7.68 \times 10^6 \text{ eV} = 7.68 \times 10^6 \times 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$$

$Z = 79$ للذهب Au و $Z = 13$ للألمنيوم Al بالتعويض نجد:

$$r_c\ (Au) = \frac{2 \times 8.987 \times 10^9 \times 79 \times (1.602 \times 10^{-19})^2}{7.68 \times 10^6 \times 1.602 \times 10^{-19}}$$

$$= 2.98 \times 10^{-14} \text{ m} = 2.98 \times 10^{-12} \text{ cm}$$

$$r_c\ (Al) = \frac{2 \times 8.987 \times 10^9 \times 13 \times (1.602 \times 10^{-19})^2}{7.68 \times 10^6 \times 1.602 \times 10^{-19}}$$

$$= 0.49 \times 10^{-14} \text{ m} = 0.49 \times 10^{-12} \text{ cm}$$

وبحساب R من العلاقة (3) لكل من Au و Al نجد أن:

$R(A\ell) < r_c(A\ell)$ ، $R(Au) < r_c(Au)$. تأكد من ذلك.

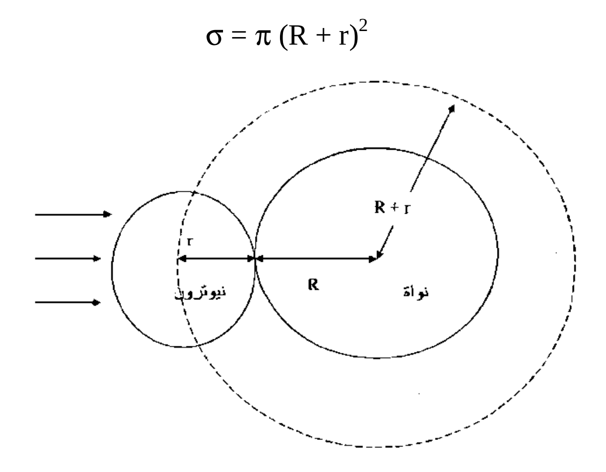
2.5.1ـ تشتت النيوترونات السريعة:

النيوترونات جسيمات غير مشحونة وبالتالي عند تشتتها عن النواة فهي لا تتــأثر بــالقوة الكهربائية. ومن ثم، فعند اقترابها من النواة ستتأثر بالقوة النووية . وبالتالي، فعندما تتشــتت هذه النيوترونات عن النواة نحصل على نصف قطر النواة.

لنفرض أن حزمة من النيوترونات السريعة قد وردت على شريحة من مادة ما . ولنفرض أن نصف قطر نواة من الشريحة هو R وأن نصف قطــر النيــوترون r . فعنــدما يقتــرب النيوترون لمسافة قدرها $R + r$ من النواة سوف يتفاعل معها ويحدث له امتصاص أو تشــتت بوساطة الجهد النووي للنواة، وذلك كما هو واضح في الشكل (4).

وبالتالي فإن مقطع التصادم بين النيوترون والنواة يساوي:

$$\sigma = \pi (R + r)^2$$



الشكل (4): مقطع الصدم بين النيوترون والنواة

فإذا استطعنا قياس المقطع σ عملياً فإنه بإمكاننا تعيين نصف قطر النواة R. ويمكن أن يتم ذلك بوضع كاشف عن النيوترونات وراء الشريحة ومن ثم قياس التوهين الناتج فــي حزمــة النيوترونات. وبإجراء التجربة لعدد من النوى ورسم علاقة بين نصف قطر النواة المقــاس R و $A^{1/3}$ نحصل على خط مستقيم ميله يساوي $1.37 \times 10^{-15}m$ وبالتالي نستنتج أن:

$$R = 1.37 \times 10^{-15} A^{1/3}$$

أي أن: $r_o = 1.37 \times 10^{-15}$ m

(مقطع تصادم أو مقطع تفاعل) هو مساحة مقطع نواة الذرة الـذي "يـراه "الكتـرون أو نيوترون موجه إلى نواة الذرة ليصطدم بها، ويستخدم له وحدة تسمى بارن 10^{-24}cm ، فهو يعطي مدى قابلية نواة ذرية للتفاعل مع جسيم وهو يتعلق بشدة التفاعل بين نواة الذرة والجسيم القادم عليها. ويعرف المقطع العرضي بأنه احتمال حدوث التفاعل النووي أي احتمال تصـادم أو أسر النواة للجسيم الوارد إليها.

3.5.1ــ أشعة X المنطلقة من الذرة الميونية:

في عام 1938، وعند دراسة الأشعة الكونية، تمَّ اكتشاف جسـيم يُعـرف الآن بـالميون Muon. وقد بينت الدراسات التي أجريت حول الجسيم السابق أن شحنتة يمكن أن تكون سالبة أو موجبة وأن m_μ أكبر بـ 207 مرة تقريباً من كتلة الالكترون m_e أي:

$$m_\mu = 207\ m_e$$

ويشبه الميون السالب μ^- الالكترون من حيث شحنته وسبينه ($s = ½$) إلا أنـه يختلـف، وكما أشرنا، عن الالكترون بكتلته . فإذا دخل الميون السالب إلى المادة، يفقد جزءاً كبيراً من طاقته إثر التصادمات المتتالية معها، ويقع أسيراً في أحد مدارات بور حول النواة مكوناً نظاماً شبيهاً بالذرة العادية يُدعى بالذرة الميونية Muonic Atom. وتختلف الذرة الميونية عن الـذرة العادية بأن نصف قطر مدار الميون أصغر بـ 207 مرة (نسبة كتلـة الميـون إلـى كتلـة الالكترون) من نصف قطر بور للالكترون الموافق. فإذا فرضنا أن النواة شحنة نقطيـة (أي نصف قطرها R=0) فإن نصف قطر الذرة الميونية يعطى بالعلاقة:

$$r_n = \frac{\hbar c}{a\ Z\ m_m\ c^2} n^2$$

ومن أجل ذرة الرصاص ($Z = 82$) نجد:

$$r = \frac{137 \times 197}{82 \times 207 \times 0.51}\ (1)^2\ = 3\ F$$

$$r = 3\ F\ = 3 \times 10^{-15}\ \text{m}$$

حيث: $\hbar c = 197\, MeV.\, F$ و $a = \frac{1}{137}$ ثابت البنية الناعمة

$$m_\mu\ c^2 = 207\ m_e\ c^2 = 207 \times 0.51\ \text{Me V}$$

إن خصائص الذرة الميونية مماثلة لخصائص الذرة العادية وخصوصاً الانتقالات بين

مستويات الطاقة المتبوعة بإصدار أشعة X التي طاقتها يمكن قياسها تجريبياً وحسابها نظرياً.

فمثلاً من أجل ذرة الرصاص (Z = 82) فإن الحساب النظري لطاقة أشعة X مــن أجــل الانتقال $1S_{1/2} \to 2P_{3/2}$ يعطي طاقة قدرها 16.41 Me V وذلك من أجل نواة نقطية. بينمــا القيمة العملية المقيسة للانتقال السابق تساوي 6.02 Me V . ولكي نحصل على الطاقة العملية السابقة بالحساب النظري يجب اعتبار أن النواة كروية الحجم بنصف قطر يساوي:

$$R = 1.2 \times 10^{-15} \ A^{1/3} \ \ m$$

أي أن قيمة r_o تبعاً لطريقة أشعة X المنطلقة من الذرة الميونية تساوي:

$$r_o = 1.2 \times 10^{-15} \ \ m$$

ويُستنتج من الطرق السابقة التي استعرضناها والتي لم نستعرضها أن النواة كروية الشكل تقريباً نصف قطرها يُعطى كما يلي:

$$R = r_o \ A^{1/3}$$

حيث قيمة r_o تقع ضمن المجال التالي:

$$r_o = (1.2 - 1.5) \times 10^{-15} \ \ m$$

مثال (3): برهن أن كثافة المادة النووية ثابتة.

الحل:

بما أن الكثافة هي كتلة واحدة الحجوم فإن:

$$r_N = \frac{A \times 1.67 \times 10^{-27}}{(4/3) p \, . R^3}$$

حيث وكما نعلم أن A عدد النيوكلونات في النواة وأن

$$m_n \approx m_p = 1.67 \times 10^{-27} \ kg$$

وبما أن $R = r_0 \ A^{1/3}$ يمثل نصف قطر النواة فإن:

$$r_N = \frac{A \times 1.67 \times 10^{-27}}{(4/3) p \ (1.2 \times 10^{-15})^3 \ A} \approx 2 \times 10^{17} \ kg / m^3$$

والنتيجة السابقة غريبة! فالكثافة النووية لا تعتمد على نوع العنصر النووي أو المادة وهي ثابتة ، وبالتالي فهي خاصة ذاتية للنواة . وهذه النتيجة منطقية لأن النواة تتألف من بروتونات

ونيوترونات وهذه جسيمات لا علاقة لها بنوع المادة أو اسم النواة....!!

لاحظ أن كثافة المادة النووية ذات قيمة هائلة مقارنة مع أي كثافة أخرى، فكثافة الماء تبلغ $1000\ kg/m^3$ وكثافة الرَّصاص $11.4 \times 10^3\ kg/m^3$...!!

6.1 ــ قياس كتلة النواة:

توجد عدة طرق لقياس كتلة النواة نذكر منها :

1ــ مطياف الكتلة.

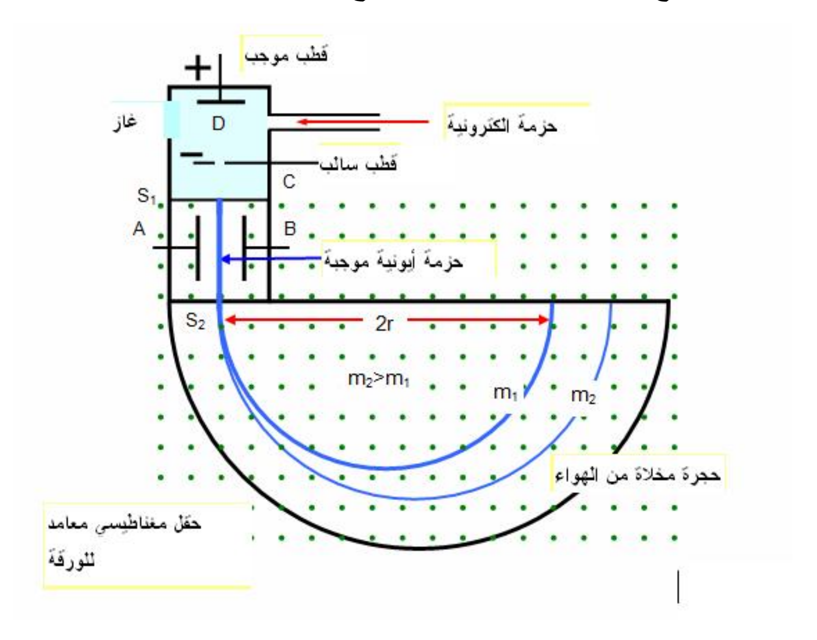
2ــ التفكك الإشعاعي.

3ــ صيغة الكتلة نصف التجريبية.

وسنتحدث فيما يلي عن الأولى والثالثة.

1.6.1 ــ مطياف الكتلة Mass Spectrometer:

يستخدم مطياف الكتلة لفصل النظائر ولقياس كتلها كما ويمكن استخدامه للحصول على عينات نقية من هذه النظائر. وهناك عدة أنواع لمطياف الكتلة، إنما نبين في الشكل (5) مخططاً مبسطاً للمطياف السابق. يتم تأيين المادة في مصدر الأيونات وذلك إما بتسخين أملاح المادة على شرائح البلاتين أو بقذف هذه الأملاح بالالكترونات السريعة .



الشكل (5) مخطط مبسط لمطياف الكتلة

ثم تتجه الأيونات المنتجة من الشق S_1 إلى الشق S_2 تحت تأثير اللوح المتصل بالقطب السالب لجهد التغذية. فإذا كانت q شحنة الأيون فإن طاقته الحركية عندما يصل الشق S_2 تساوي qV حيث V فرق الجهد الذي ينحدر خلاله الأيون. ومن ثمَّ يكون لدينا:

$$\frac{1}{2} M J^2 = qV \qquad (6)$$

وبعد أن يمر الأيون خلال الشق S_2 فإنه يخضع لتأثير مجال مغناطيسي B عمودي علـــى سرعة الأيون J (B عمودي على صفحة الشكل 5). وبالتالي فإن الأيـــون يتبـــع مســـاراً دائرياً . وبمساواة القوة المغناطيسية التي يخضع لها الأيون مع قوة الجذب المركزية نجد:

$$q J . B = M \frac{J^2}{r}$$

أو:

$$qB = M \frac{J}{r} \qquad (7)$$

ومن المعادلة (6) نجد:

$$(M \vartheta)^2 = 2 M q V$$

وبتربيع المعادلة (7) وتبديل $(M\vartheta)^2$ بقيمتها من المعادلة السابقة نجد:

$$q^2 B^2 = \frac{2M qV}{r^2} \qquad (8)$$

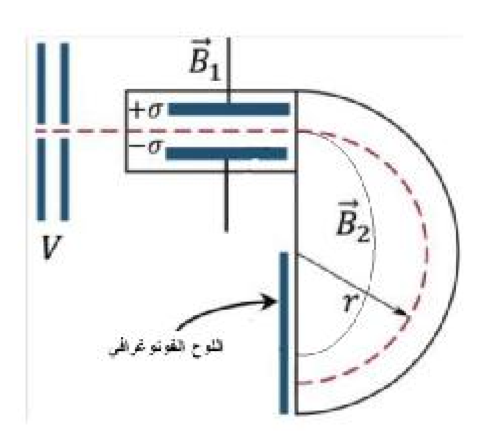
ومنها نجد كتلة الأيون:

$$M = r^2 \frac{qB^2}{2V} \qquad (9)$$

وبما أن القيم q, B , V معروفة ويمكن معرفة r اعتماداً على الأثر الذي يظهر على اللوح الفوتوجرافي، فإنه اعتماداً على العلاقة السابقة يمكن تعيين M كتلة الأيون.

وهكذا يمكن باستخدام هذا المطياف قياس كتل معظم المواد المعروفة ومن ثم تبويب هـــذه الكتل في الجداول الفيزيائية المعروفة.

وعندما نستخدم الكلور النقي كمصدر أيوني يظهر أثران منفصلان في مطياف الكتلة كمـــا هو موضح في الشكل (6).



الشكل (6)

ويدل هذا على أن الكلور مكون من نوعين من الأيونات. وباستخدام المعادلة (9) يمكن حساب كتلتي النوعين، حيث يجب أن نلاحظ أن مساري الأيونين غير متمركزين. وبالإضافة لذلك فقد استخدمت درجة سطوع الصورة على اللوح الفوتوجرافي لتحديد الوفرة النسبية للنوعين، ونبين ذلك في الجدول التالي:

	النوع 1	**النوع 2**
العدد الكتلي A	35	37
الوفرة النسبية	0.754	0.246

وحيث أن نواة الكلور تحوي 17 بروتوناً (الذي يساوي العدد الذري للكلور) فإن نواة النوع 1 تحوي 18 نيوتروناً، بينما تحوي نواة النوع الثاني 20 نيوتروناً، ولذا فإن الكلور الموجود في الطبيعة يحتوي على النظيرين التاليين:

$$^{35}_{17}Cl \quad , \quad ^{37}_{17}Cl$$

فإذا ما أخذنا متوسط كتلة هذين النظيرين، وذلك بضرب كتلة النظير في الوفرة النسبية الموافقة والجمع، فإننا نحصل على متوسط للكتلة مقداره 35.5 u وهذا الذي عينه الكيميائيون.

مثال (4):

احسب الخطأ في تعيين نقطتي تجمع نظيري اليورانيوم 235 و 238 إذا كان نصف قطر المسار المستخدم في المطياف متراً واحداً.

الحل:

من المعادلة (9) نكتب:

$$r = \sqrt{\frac{2\,MV}{qB^2}}$$

وبمفاضلة هذه المعادلة نجد:

$$dr = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2V}{q\,M\,B^2}}\quad dM$$

وبقسمة المعادلتين السابقتين نجد:

$$\frac{dr}{r} = \frac{1}{2}\frac{dM}{M}$$

أو:

$$\frac{\Delta r}{r} = \frac{1}{2}\,\frac{\Delta M}{M}$$

ومن أجل $M \approx 235\ u$ و $\Delta\ M \approx 3u$ و $r = 1m$ نجد:

$$\Delta r = \frac{1}{2}\,\frac{3}{235}1 = 0.64\,cm$$

2.6.1 - صيغة الكتلة نصف التجريبية (نموذج القطرة السائلة) :

لقد تصور بور، عام 1937، النواة وكأنها قطرة من سائل حيث تسلك النيوكلونات داخل النواة سلوك جزيئات السائل داخل القطرة، فقد لاحظ بور تشابهاً كبيراً بين نواة الذرة وقطرة السائل بحيث وجد أن:

أـــ كثافة نواة الذرة كما هو الحال في قطرة السائل ثابتة ولا تعتمد على الحجم.

ب ـــ ظاهرة التبخر في السوائل تشبه ظاهرة النشاط الإشعاعي .

حـــ ـــ تكثف السوائل يناظر الاندماج النووي

د ـــ الحرارة الكامنة للبخر تناظر متوسط طاقة الارتباط لكل نيوكلون في النـــواة حيـــث تعتمد الطاقة في الحالتين على الكتلة.

هـــ-جزيئات السائل تتأثر فقط بالجزيئات المجاورة لها ، وهذا يقابل في النـــواة ظـــاهرة تشبع القوى النووية .

يمكن استخدام تصور بور لاشتقاق علاقة تعطي كتلة النواة كما يلي علـــى افتـــراض أن النواة قطرة من سائل فإنه يمكن كتابة كتلتها M (A, Z) على الشكل التالي:

$$M(A, Z) = Z\,m_p + N m_n + f_1(A, Z) + f_2(A, Z) + \dots + f_5(A, Z) \qquad (10)$$

حيث m_n و m_p كتلة كل من النيوترون والبروتون على الترتيب، وقد أضيفت الحدود الخمسة الأخيرة لتصحيح الكتلة.

يمثل $f_1(A, Z)$ تأثير الحجم على الكتلة والذي يرتبط بنصف القطر حسب العلاقة (3) والتي تبين أن الحجم يتناسب مع A. ولكن مع ازدياد A فإن احتمال النشاط الإشعاعي يزداد وهذا ما ينقص الحجم، أي يمكن أن يكتب $f_1(A, Z)$ كما يلي:

$$f_1(A, Z) = -a_1 A$$

حيث a_1 مقدار ثابت.

أما الحد الثاني $f_2(A, Z)$ فيأخذ تأثير مساحة السطح على كتلة النواة والذي يتناسب مع $A^{2/3}$ ولذلك فإن:

$$f_2(A, Z) = a_2 A^{2/3}$$

أما الحدود الأخرى فتعطى كما يلي:

$$f_3(A, Z) = a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

$$f_4(A, Z) = a_4 \frac{(N-Z)^2}{A}$$

$$f_5(A, Z) = a_5 \frac{d}{A}$$

والتي تعزى لقوى كولون التنافرية، وللتماثل، وللتزاوج وعلى الترتيب حيث يغيب الحد f_4 من أجل تماثل في عدد النيوترونات والبروتونات أي من أجل $N = Z$ أما قيمة δ في الحد f_5 فيساوي كما يلي:

$$\delta = \begin{cases} -1 & \text{(Z زوجي – N زوجي)} \\ 0 & \text{A فردي} \\ 1 & \text{(Z فردي – N فردي)} \end{cases}$$

حيث نلاحظ من القيمة السابقة لـ δ كيف يؤثر تزاوج النيوكلونات على كتلة النواة.

وبالتعويض في المعادلة (10) نجد:

$$M(A,Z)=Zm_p+Nm_n-a_1A+a_2A^{2/3}+a_3\frac{Z^2}{A^{1/3}}+a_4\frac{(N-Z)^2}{A}+a_5\frac{d}{A} \quad (11)$$

حيث تقاس الثوابت a_5, a_4, a_3, a_2, a_1 بوحدة الكتل الذرية u. يظهـــر الشـــكل (7) مـــدى مساهمة قيم مختلف الطاقات الموصوفة في العلاقة 11 بحسب تغير العدد الكتلي فـــي قيمـــة متوسط طاقة الارتباط ونلاحظ ازدياد طاقة الارتباط عند الاقتـــراب مـــن الأعـــداد الكتليـــة A=50,82,128

مثال (5):

باستخدام صيغة الكتلة نصف التجريبية أحسب كتلة النواة ${}^{40}_{20}Ca$ علماً أن:

$a_4 = 0.0253$ u ، $a_3 = 0.0008$u ، $a_2 = 0.0185$ u ، $a_1 = 0.0170$ u

$m_p = 1.0087$ u ، $m_p = 1.0078$ u ، $a_5 = 0.0623$ u

الحل:

بما أن النواة ${}^{40}_{20}Ca$ من النموذج (Z زوجي ــ N زوجي) فإن $\delta = -1$ وكذلك فإن N = Z في النواة السابقة وبالتعويض في العلاقة (11) نجد:

$$M(40,20)=20\times1.0078+20\times1.0087-0.0170\times40+0.0185(40)^{2/3}$$

$$+0.0008\times\frac{20^2}{(40)^{1/3}}-0.0623/40$$

M (40,20) = 39.9584 u

وتعطي جداول كتل النظائر القيمة التالية لنظير الكالسيوم 40:

M (40,20) = 39.9626 u

7.1ــ طاقة الارتباط النووية B Nuclear Binding Energy

قد يُعتقد أن كتلة النواة تساوي مجموع كتل النيوكلونات التي تدخل في تركيبها. فإذا كـــان العدد الذري للنواة Z وعدد كتلتها A فإن كتلة البروتونات الموجودة في النواة تســـاوي m_pZ وكتلة النيوترونات تساوي m_nN ويكون مجموع كتلة النيوكلونات الموجودة في النواة تساوي:

$$Z\,m_p + Nm_n$$

لكن عند استخدام مطياف الكتلة لقياس كتلة النواة M تكون كتلة النواة المقيسة M دائمـــاً أصغر من مجموع كتل النيوكلونات. ويساوي الفرق في الكتلة:

$$\Delta m = Zm_p + Nm_n - M$$

وفي الحقيقة فإن النقص في الكتلة Δm قد تحول لطاقة تربط مكونات النواة معاً وتعــرف هذه الطاقة بطاقة الارتباط النووية ونكتب:

$$B = \Delta m c^2 = [Z m_p + Nm_n - M]c^2 \qquad (12)$$

ويجب أن نفرق بين نقص الكتلة Δm وزيادة الكتلة Δ التي تُعرَّف كما يلي:

إذا كان لدينا نواة عددها الكتلي A وكتلتها M(A,Z) فإن زيادة الكتلـــة Mass Execss لهـــذه النواة يساوي:

$$\Delta = M(A,Z) - A$$

وتُعطى زيادة الكتلة، وفي أغلب الجداول بالــ MeV كما ويمكن أن تعطى بوحدة الكتـــل الذرية u.

كما أنه من المناسب تعريف وحدة أخرى هي الكســـر التجميعـــي Packing Fraction يُرمز له بـــ f ويُكتب كما يلي:

$$f = \frac{\Delta}{A}$$

أي أن f يمثل زيادة الكتلة لكل نيوكلون، واعتماداً على العلاقة السابقة نكتب:

$$f = \frac{M - A}{A} = \frac{M}{A} - 1$$

ومنها نكتب:

$$M = A\,(f + 1)$$

مثال (6)

إذا علمت أن زيادة الكتلة للنواة ^4_2He تساوي 2.4249 MeV فاحسب كتلة النواة الســـابقة مقدرة بوحدة الكتل u(انظر الملحق B):

الحل:

$$\Delta = 2.4249\,MeV = \frac{2.4249}{931.48} = 0.0026u$$

وبالتالي:

M (4.2) = A + Δ = 4 + 0.0026 = 4.0026 u

مثال (7)

أوجد العلاقة بين الكسر التجميعي f و متوسط طاقة الارتباط ؟

من علاقة متوسط طاقة الارتباط: $B_{ave}(A,Z) = \dfrac{B_{tot}(A,Z)}{A}$

و طاقة الارتباط الكلية : $B_{tot} = \{ZM_p + NM_n - M(A,Z)\}c^2$

نجد أن : $A.B_{ave} = \{ZM_p + NM_n - M(A,Z)\}c^2$

ومن علاقة زيادة الكتلة : $\Delta = M - A \Rightarrow M = \Delta + A$

نجد أن : $A.B_{ave} = \{ZM_p + NM_n - (\Delta + A)\}c^2$

ومن العلاقة : $f = \dfrac{\Delta}{A} \Rightarrow \Delta = fA$

تصبح المعادلة: $AB_{ave} = \{ZM_p + NM_n - (fA + A)\}c^2$

$$B_{ave} = \frac{1}{A}\{ZM_p + NM_n - A(f+1)\}c^2$$

نجد:

$$B_{ave} = \left\{\frac{ZM_p}{A} + \frac{NM_n}{A} - (f+1)\right\}c^2$$

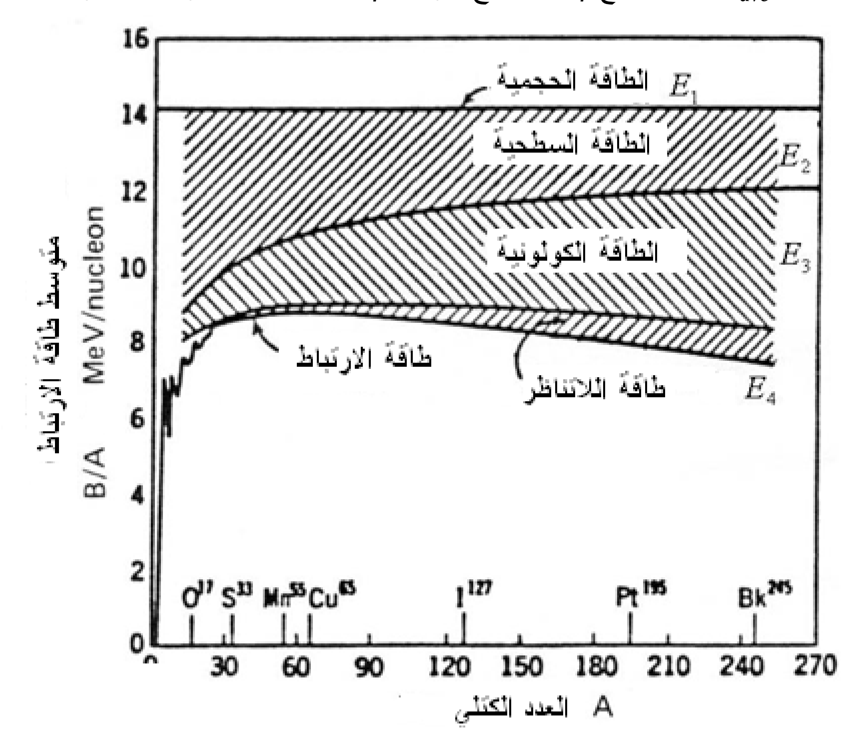
$$M_p \approx M_n$$

$$\Rightarrow \left[\frac{M_n(Z+N)}{A} - (f+1)\right]c^2$$

$$= [M_n - (f+1)]c^2$$

$$B_{ave} = [Const - f]c^2$$

نلاحظ أن B_{ave} تتناسب مع f مما يسمح بدراسة f بدلاً من طاقة الارتباط لو أردنا ذلك .



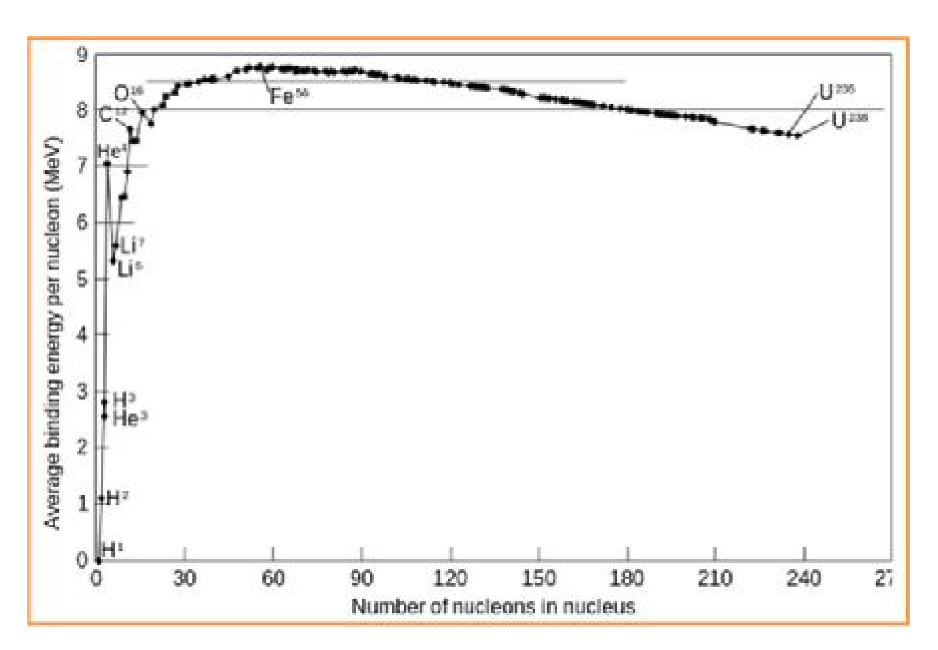
الشكل(7) ملخص توزيع متوسط طاقة الارتباط على مختلف الحدود في العلاقة نصف التجريبية للكتلة (نموذج القطرة السائلة)

واعتماداً على العلاقة (12) يمكن حساب متوسط طاقة الارتباط لكل نيوكلون كما يلي:

$$\varepsilon = B / A = [Zm_p + Nm_n - M]\, c^2 /A$$

فإذا قيست B بالـــ Me V فإن ε تقاس بالـــ Me V / Nucleon.

ويمثل الشكل (8) العلاقة بين ε وA لمختلف العناصر، ونلاحظ من الشـــكل أن ε تـــزداد بصورة سريعة جداً بازدياد A للعناصر الخفيفة $A < 20$. وتساوي ε حـــوالي 8 Me V/ N من أجل $A = 20$، ثم يزداد متوسط طاقة الارتباط زيادة بسيطة ويأخذ قيمة عظمى تســـاوي 8.7 Me V / N في جوار $A = 60$ (من أجل Ni, Co, Fe). ومع تزايد قيم A عن هذه القيمة يبدأ المنحني بالتناقص تدريجياً ببطء حتى يصل إلى قيمة 7.6 MeV /N من أجل اليورانيـــوم 238 الذي يصدر جسيمات ألفا.



الشكل (8)

ويلاحظ أن متوسط طاقة الارتباط لبعض العناصر (مثل الهيليوم والكربون والأوكسجين) عظمى أي عندما يكون A من مضاعفات العدد4، فكل النوى الواقعة على هذه الذرى يكـون فيها عدد البروتونات زوجياً وكذلك عدد النيوترونات، حيث $Z = N$. ويمكن، اعتماداً علـى تحولات المنحني $\varepsilon = f(A)$، أن نتوصل إلى النتائج التالية:

<u>أولاً:</u> تبين طاقة الارتباط ε أن القوى النووية التي تمسك النيوكلونات داخل النواة كبيـرة جداً مقارنة مع قوى كولون التنافرية.

فمثلاً متوسط طاقة الارتباط من أجل الهيليوم 4 تساوي 7.07 MeV/ N، فـإذا علمنـا أن طاقة التدافع الكولوني للهيليوم 4 تحسب من العلاقة التالية:

$$U_e = k\,\frac{qq_1}{r}$$

حيث r المسافة بين البروتونين في ^4He وهي مرتبة 1F

$$q = q_1 = e = 1.6 \times 10^{-19}\ C \quad و \quad k = 9 \times 10^9\ N.\ m^2 / C^2$$

فإن قيمة طاقة التدافع الكولوني للنواة السابقة تساوي:

$$U_e = 9\times10^9\,\frac{(1.6\times10^{-19})^2}{10^{-15}} = 2.3\times10^{-13}\ J$$

وحيث إن $1\ MeV = 1.6 \times 10^{-13}\ J$ فإن:

$$U_e \approx 1 MeV$$

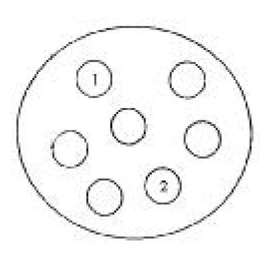
وهذه قيمة مهملة إذا ما قورنت بـــ $\varepsilon = 7.07\ MeV / N$ أي أن القوى الكولونية أصـــغر بكثير من القوى النووية.

ثانياً: تتناسب طاقة الارتباط الكلية للنواة بشكل عام مع عدد النيوكلونات A فـــي النـــواة ونكتب:

$$B = \varepsilon A \qquad (13)$$

ويعني هذا أن النيوكلون يتبادل التأثير، حسب القوى النووية، مع النيوكلونات المجاورة له فقط . لنفرض العكس، أي أن النيوكلون يتبادل التأثير مع كلّ النيوكلونات الباقية، أي مع (A – 1) . ولنأخذ حالة النواة المبينة في الشـــكل (9)، فـــالنيوكلون (1) يتجـــاذب مـــع A – 1 نيوكلوناً منهاً النيوكلون(2) .وأيضاً النيوكلون(2) يتجاذب مـــع (A – 1) نيوكلونـــاً منهـــا النيوكلون(1) ، أي أن طاقة الارتباط الكلية:

$$B\ \alpha\ A\ (A – 1)/ 2$$



الشكل (9)

والقسمة على 2 ناتجة، كما هو واضح من المثال أعلاه، لأن النيوكلون يحسب مـــرتين . وبفرض أن $A >> 1$ فإن:

$$B\ \alpha\ A^2$$

وهذا يناقض العلاقة (13)، أي أن النيوكلون في النواة يتبادل التجاذب مـــع النيوكلونـــات المجاورة له فقط ، وإضافة نيوكلونات جديدة إلى النواة يزيد من طاقة الارتباط الكلية ولـــيس طاقة الارتباط لكل نيوكلون . ونستنتج مما سبق أن القوى النووية تتميز بخاصـــة الإشـــباع.

ثالثاً: يلاحظ من الشكل (8) أنه في حالة انقسام نواة ثقيلة لنـــواتين أو أكثـــر فإنـــه يمكـــن الحصول من هذه العملية، والتي تعرف بالانشطار النووي، على طاقة هائلة وهذا ما يحدث

في المفاعلات النووية. تعتمد المفاعلات النووية، في الغالب، اليورانيــوم 235 كوقــودٍ حيث يقوم نيوترون بطيء (حراري) بعملية الانشطار كما يلي:

$$ {}^{235}_{92}U + {}^{1}_{0}n \rightarrow X + Y + Q \qquad (14) $$

حيث X و Y نواتان أعدادهما الكتلية بين 90 و 140، ونذكر كمثال الانشطار التالي:

$$ {}^{235}_{92}U + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{236}_{92}U^{*} \rightarrow {}^{140}_{54}Xe + {}^{93}_{38}Sr + 3\,{}^{1}_{0}n + Q $$

فإذا أهملنا النيوترون في المعادلة (14) نكتب:

$$ {}^{235}_{92}U \rightarrow X + Y + Q \qquad (15) $$

فإذا علمنا أن $\varepsilon = 7.6$ MeV / N بالنسبة لليورانيوم 235 نكتب:

$$ 92P + 143n \rightarrow {}^{235}_{92}U + (235 \times 7.6)\, MeV \qquad (16) $$

حيث n و P يشيران إلى النيوترون والبروتون على الترتيب.

وبالعودة إلى المنحني المبين في الشكل (8) نجد أن متوسط طاقة الارتبــاط للنيوكلــون فــي النواتين X و Y تساوي 8.5 Me V/N تقريباً.

ومنه يمكن أن نكتب:

$$ 92P + 143n \rightarrow X + Y + (235 \times 8.5)\, MeV \qquad (17) $$

وبطرح المعادلة (16) من (17) نجد:

$$ {}^{235}_{92}U \rightarrow X + Y + 211\ MeV $$

وبمقارنة هذه المعادلة مع المعادلة (15) نجد أن انشطار نواة واحدة من اليورانيوم 235، يرافقه تحرير طاقة تزيد عن 200 MeV، فإذا علمنا أن الطاقــة المحــررة عــن حــرق ذرة كربون واحدة هي $Q_c = 4eV$ علمنا أهمية الطاقة النووية الناتجة عــن انشــطار نــواة مــن اليورانيوم 235.

رابعاً:

من الشكل (8) نجد أن عند اندماج نواتين خفيفتين لتكوين نواة واحدة أثقل فإن ذلك يؤدي لانطلاق طاقة ناتجة عن عملية الاندماج كما في المثال التالي:

$$ {}_1^2H \quad + \quad {}_1^2H \quad \rightarrow \quad {}_2^4He \quad + Q \qquad (18) $$

2.0141 u 4.0026 u

وفي الواقع فإن التفاعل الاندماجي بحاجة للطاقة كي يبدأ و ذلك للتغلب على قوة التنافر الكولوني بين النوى المندمجة. ويُعتبر الاستخدام الوحيد للتفاعل الاندماجي على سطح الأرض هو تفاعل الاندماج في القنبلة الهيدروجينية . ففي القنبلة السابقة يتم إشعال التفاعل الاندماجي بواسطة قنبلة انشطارية تقدم طاقة كبيرة تعطى للنوى الخفيفة لكي تندمج . وعلى الرغم من ذلك فإن التفاعل الاندماجي الذي يحدث في الشمس هو الذي يمدنا بمعظم الطاقة التي نحتاجها على سطح الأرض.

نلخص ما نستنتجه من الشكل(8) :

- إن قيمة B_{ave} لا تعتمد تقريباً على العدد الكتلي ما عدا النوى الخفيفة .
- تتغير B_{ave} للنوى الخفيفة $A \leq 30$ بشكل ملحوظ أما عند $A \geq 30$ فإنها ثابتة تقريباً .
- نجد أن B_{ave} أعلى ما يمكن في منتصف المنحنى عند 8.4 MeV ~ و يبدأ المنحنى بالانخفاض إلى أن يصل للقيمة 7.4 MeV ~ .
- نلاحظ أنه إذا انشطرت العناصر بعد النقطة العظمى 8.4 MeV ~ فإنها تعطي طاقة ، أما العناصر التي قبلها فإنها تعطي طاقة إذا اندمجت.

مثال (8):

أثبت أن متوسط طاقة الارتباط $\left\{\frac{B}{A}\right\}$ يساوي تقريباً $7.4MeV$ ؟

الحل :

لدينا:

$$ B_{tot} = \left\{ZM_p + NM_n - M\left(A,Z\right)\right\}c^2 $$

بقسمة الطرفين على A :

$$ \frac{B_{tot}}{A} = \left\{ZM_p + NM_n - M\left(A,Z\right)\right\}\frac{c^2}{A} $$

$$\frac{B}{A} = \left\{ZM_p + NM_n + ZM_n - ZM_n - M(A,Z)\right\}\frac{c^2}{A}$$

$$= \left[Z\left(M_p - M_n\right) + (Z+N)M_n - M(A,Z)\right]\frac{c^2}{A}$$

لكن $\{M_p - M_n \approx 0\}$ و $\{Z + N = A\}$

$$\frac{B}{A} = \left[AM_n - M(A,Z)\right]\frac{c^2}{A} = \left[M_n - \frac{M(A,Z)}{A}\right]c^2$$

وبالتقريب $\left\{\frac{M}{A}\right\} \approx 1amu$

$$\frac{B}{A} = \left[M_n - 1(amu)\right]c^2$$

$$M_n = 1.008\,amu$$

$$\frac{B}{A} = (1.008 - 1)c^2 \approx 7.4MeV$$

مثال (9):

بفرض أن 1 kg من الديتريوم $_1^2H$ قد جمع ليكون 1 kg مـــن الهيليـــوم $_2^4He$ حســـب التفاعل المبين في المعادلة (18) والمطلوب:

1ــ احسب الطاقة المحررة.

2ــ إذا كانت الحرارة النوعية للهيليوم المحصور هي $0.75\ ca\ell/\ g\ .^oc$ فما ارتفاع درجة حرارته إذا أمد بالكمية السابقة من الطاقة؟

3ــ إذا علمت أن انشطار نواة يورانيوم 235 ينتج عنه طاقة قدرها 210 MeV فاحســـب الطاقة الناتجة عن انشطار 1kg من اليورانيوم 235. قارن مع الطاقة الناتجة في الطلب (1)، ماذا تستنتج؟

الحل:

$$Q_{He} = \Delta Mc^2 = (2 \times 2.0141 - 4.0026)\ u\ c^2$$

$$= 0.0256 \times 931.48 = 23.85\ MeV$$

ولنحسب الآن عدد الذرات الموجودة في 1kg من الهيليوم.

$N_a = 6.02 \times 10^{23}$ atoms تحوي 4 g

X تحوي 1000g

ومنه:

$$x = \frac{6.02 \times 10^{23} \times 10^{3}}{4} = 1.50 \times 10^{26} \; atoms$$

وبالتالي فإن الطاقة الناتجة عند تولد 1kg هيليوم تساوي:

$$Q_{He}\,(1kg) = 23.85 \times 1.5 \times 10^{26} = 3.58 \times 10^{27}\ MeV$$

2ــ لحساب الارتفاع في درجة الحرارة نحول الطاقة الناتجة عن 1kg هيليوم إلى جول J ومن ثم إلى حريرة cal.

لدينا: $1\ MeV = 1.6 \times 10^{-13}\ J$

ومنه:

$$Q_{He}\,(1kg) = 3.58 \times 10^{27} \times 1.6 \times 10^{-13} = 5.73 \times 10^{14}\ J$$

وبما أن $1cal = 4.18\ J$ نجد:

$$Q_{He}\,(1kg) = \frac{5.73}{4.18} \times 10^{14} = 1.37 \times 10^{14}\ cal$$

وبما أن الحرارة النوعية تعطى بالعلاقة:

$$S = \frac{\Delta Q}{m.\Delta T}$$

فإن:

$$\Delta T = \frac{\Delta Q}{m.S} = \frac{1.37 \times 10^{14}\ cal}{1000\,g \times 0.75\,cal / g.{}^{o}c}$$

$$\Delta T = 1.83 \times 10^{11}\ {}^{o}c$$

3ــ لحساب الطاقة الناتجة عن انشطار 1kg من اليورانيوم 235 نحسب عدد الذرات الموجودة في 1kg منه:

$N_a = 6.02 \times 10^{23}$ atoms تحوي 235 g

1000g تحوي χ

$$c = \frac{6.02\times10^{23}\times10^{3}}{235} = 2.56\times10^{24}\ atoms$$

وبالتالي فإن:

$$Q_U\ (1kg) = 210 \times 2.56 \times 10^{24}\ \text{MeV}$$

وبالمقارنة مع الطاقة الناتجة في الطلب الأول نجد:

$$\frac{Q_{He}\,(1kg)}{Q_U\,(1kg)} = \frac{3.58\times10^{27}}{5.38\times10^{26}} = 6.65 \approx 7$$

أي أن الطاقة الناتجة عن توليد 1kg من الهيليوم 4 بوساطة الاندماج أكبر بـــ 7 مرة من الطاقة الناتجة عن انشطار 1kg من اليورانيوم 235.

8.1ـــ طاقة فصل النيوكلون Nucleon Separation Energy

بالمقارنة مع المعادلة (12)، فإن كتلة النواة (A,Z) M أصغر من كتلة النواة M(A-1,Z) مضافاً إليها كتلة النيوترون m_n . إن فرق الكتلة

$m_n + M(A-1,Z) - M(A,Z)$ يتحول لطاقة لربط النيوترون بالنواة M(A – 1,Z). وتســـاوي طاقة ارتباط النيوترون بالنواة السابقة طاقة فصله عن النواة M (A,Z) ونكتب:

$$S_n = [m_n + M(A-1,Z) - M(A,Z)]\ c^2$$

مثال (10):

برهن أن طاقة فصل النيوترون تساوي الفرق بـــين طـــاقتي الارتبـــاط للنـــواتين M(A,Z)، M(A-1, Z).

الحل:

$$B\ (A,Z) - B\ (A-1,Z) = [Z\ m_P + Nm_n - M\ (A,Z)]\ c^2$$
$$-\ [Z\ m_P + (N-1)\ m_n - M(A-1,Z)]c^2$$
$$= [m_n + M(A-1,Z) - M\ (A,Z)]\ c^2$$

أي أن:

$$S_n = B\ (A,Z) - B\ (A-1,Z)$$

وبالإسلوب نفسه نعرف طاقة فصل بروتون من النواة M(A,Z):

$$S_p = [m_H + M(A-1,Z-1) - M(A,Z)]\, c^2$$

أو:

$$S_p = B(A,Z) - B(A-1, Z-1)$$

إن طاقة فصل النيوكلونات في النوى مماثلة لجهود التأيين في الذرات. فجهد التأيين للذرات يتغير دورياً مع Z . وأعلى قيمة له تكون من أجل الذرات التي تملك طبقات الكترونية مملوءة مثل Rn , Xe , Kr , Ar , Ne, He . وفي كل حالة فالذرة التالية، حسب الجدول الدوري، لها جهد تأيين أصغري في السلسلة.

إن قيم S_n و S_P للنوى المتتالية تتميز أيضاً بتغيّرٍ دوري وتقدم معطيات جديدة للتعرف على القوى النووية.

وبدراسة قيم S_n و S_P للنوى التي عددها الكتلي $1 \leq A \leq 24$ يمكن أن نستنتج ما يلي:

1ـ في النوى التي يكون فيها N فردي فإن النيوترون الأخير فيها ضعيف الارتباط: فمثلاً $S_n = 5.4$ Me V من أجل ${}^{6}_{3}Li$.

2ـ في النوى التي يكون فيها N زوجي فإن النيوترون الأخير فيها شديد الارتباط: فمثلاً $S_n = 7.2$ Me V من أجل ${}^{7}_{3}Li$.

وعموماً، فإن مقارنة طاقة فصل النيوكلون لمختلف النوى تبين أن نوى النموذج (Z زوجي، N زوجي) مثل ${}^{4}_{2}He$, ${}^{12}_{6}C$, ${}^{16}_{8}O$ تتمتع بارتباط شديد وتبدي استقراراً أعظمياً ضد فصل نيوكلون منها.

ومقارنة مماثلة تظهر أن النوى التي تملك أعداداً من النيوترونات والبروتونات , 50 , 82 2 , 8 , 20 , 28 تكون أكثر استقراراً من غيرها.

مثال (11):

احسب الطاقة اللازمة لفصل النيوترون الأخير من نواة ${}^{13}_{6}C$ ؟

الحل :

من علاقة طاقة الفصل للنيوترون :

$$S_n = B(A,Z) - B(A-1,Z)$$

$$= \left\{ZM_p + NM_n - M(A,Z)\right\} - \begin{Bmatrix} ZM_p + (N-1)M_n \\ -M(A-1,Z) \end{Bmatrix} c^2$$

$$= \left\{ZM_p + NM_n - M(A,Z) - ZM_p - \boxed{(N-1)M_n} + M(A-1,Z)\right\} c^2$$

$$\quad - NM_n + M_n$$

$$S_n = \left[-M(A,Z) + M_n + M(A-1,Z)\right]$$

$$M(A,Z) = C_6^{13} = 13.003$$

$$M(A-1,Z) = C_6^{12} = 12$$

$$M_n = 1.008$$

$$S_n = \left[-13.003 + 1.008 + 12\right]c^2$$

$$= 4.66 MeV$$

9 .1 ــ النموذج الطبقي The Shell Model:

نجح نموذج الطبقات في تفسير توزع الالكترونات في الذرة .وبالمثل فكر الفيزيائيون في تفسير خصائص النواة بتمثيلها بعدة نماذج منها نموذج القطرة ونموذج الطبقات النووية ، حيث تشغل النوكليونات (من بروتونات ونيوترونات) الطبقات النووية.

ويتماشى نموذج الطبقات للنواة مع ميكانيكا الكم وكذلك مع مبدأ استبعاد باولي ، بينما لا تؤخذ حركة النوكليونات داخل النواة في نموذج القطرة السائلة في الاعتبار. وقد اقترح كل من يوجين فيجنر وماريا جوبرت-ماير وهانز ينسن كل على حدة في عام 1949 نموذج الطبقات النووي وحازوا بهذا الاكتشاف على جائزة نوبل للفيزياء عام 1963.

1. 9 .1 ــ النموذج الطبقي الذري **Atomic Shell Model**:

لقد بدا تشبيه الذرات بمنظومة شمسية مصغرة فكرةً مغرية لما فيها من وحدة التصميم في الطبيعة. إلا أن سلوك الجسيمات المشحونة يختلف عن سلوك الكتل. فعندما تدور الأرض حول الشمس لا تفقد شيئاً من طاقتها وفقاً لقانون نيوتن في الثقالة، في حين تطلق الشحنة المتسارعة طاقة باستمرار عند دورانها بحسب قوانين الكهرطيسية. مما يعني أن الالكترونات مهما يكن تسارعها في الذرات لا يمكن أن تحافظ على مداراتها.

لقد أزاح بور عام 1913 هذا العائق الكهرطيسي في وجه النموذج الكوكبي للذرة بإدخـــال نظرية الكم . وقد وجه اهتمامه أولاً إلى أبسط الذرات وهي ذرة الهيدروجين بدلاً من الذرات المعقدة. ولقد افترض ما يلي:

1ـ يدور الكترون ذرة الهيدروجين حول النواة في مسار دائري تحت تأثير قوة كولـــون ويحقق في دورانه قوانين نيوتن.

2ـ للالكترون مسارات مسموحة تحقق العلاقة التالية:

$$L = m\vartheta . r = n\hbar$$

حيث L كمية الحركة الزاوية للالكترون و$\hbar$ ثابت بلانك h مقسوماً على 2π. وينتج عن هـــذا الفرض العدد الكمي الرئيس n والذي يأخذ القيم التالية

$n = 1, 2, 3....$ والذي يؤدي لتكميم طاقة الالكترون.

3ـ طاقة الالكترون ثابتة في مداره المسموح ، أي أن الالكترون في المـــدار الســـابق لا يُصدر طاقة.

4ـ تتغير طاقة الالكترون عند انتقاله من مدار مسموح لآخر ويصدر فوتوناً طاقته تعطى بالعلاقة $h\nu = E_i - E_f$.

ونلاحظ أن فرض بور خليط بين سمات تقليدية وأخرى كوانتية. إن هذه الفـــروض تقـــرُّ إحدى السمات الأساسية للنظرية الكهرطيسية التقليدية وهي قانون كولون. لكنها تبطل ســـمة أخرى لهذه النظرية وهي الإصدار الكهرطيسي للشحنات المتسارعة.

ولقد استنتج بور، باعتماده على الفروض السابقة، صيغة لطيف ذرة الهيدروجين وضـــعها بالمر عام 1885 بالشكل:

$$\frac{1}{l} = R\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2}\right)$$
$$n = 3,4,5,\ldots\ldots$$

حيث بقيت الصيغة السابقة عصية على الفهم إلى أن استنتجها بور.

ورغم رفض الكثير من معاصري بور لفكرته فقد جرى تسابق لتحسينها، حيث تبـــين أن فيها بعض العيوب التي يمكن إزالتها.وقد تمَّ إجراء هذه التحسينات كما يلي:

1ـ تم إدخال المدارات البيضاوية (على شكل قطع ناقص) للالكترون. وهذا ما يشبه التحسين الذي أدخله كبلر على نظام كوبرنيك للمنظومة الشمسية. ونتيجة لهذا التحسين أدخل عدد كم ثانٍ ℓ تعطى قيمته كما يلي:

$$\ell = 0, 1, 2, \ldots\ldots, n-1$$

ويُسمى ℓ بالعدد الكمي المداري، وهو مرتبط بكمية حركة الالكترون القطرية (الخطية).

2ـ تم إدخال عدد كمي ثالث هو العدد الكمي المغناطيسي m_ℓ الذي يفسر التغيرات التي تحدث عند تعرض الذرة لمجال مغناطيسي خارجي حيث تظهر زيادة في الخطوط الطيفية للذرة. وتُعرف هذه الظاهرة بـ «ظاهرة زيمان» والقيم التي يأخذها العدد m_ℓ هي: $m_\ell = -\ell\ ,\ -(\ell-1)\ , \ldots\ -1, 0, 1, \ldots, \ell-1, \ell$ وعدد القيم التي يأخذها m_ℓ هي $2\ell + 1$.

3ـ إن عدد خطوط طيف الذرة وكما تنبأ به نموذج بور (مع الأعداد الكمية الثلاثة) لا يتجاوز نصف العدد المشاهد فعلياً.

وليستجيب نموذج بور للحالة السابقة تم افتراض أن للالكترون سبيناً Spin ناتجاً عن دوران الالكترون حول نفسه، حيث تعطى قيمة السبين بالعلاقة:

$$S = \sqrt{s\,(s+1)}\,\hbar$$

حيث s العدد الكمي السبيني وله قيمة واحدة فقط $s = \frac{1}{2}$. أما مركبة السبين باتجاه محور z فهي:

$$S_z = m_s\,\hbar$$

حيث m_s عدد الكم المغناطيسي السبيني وقيمة هذا العدد:

$$m_s = \pm\frac{1}{2}$$

وبهذا التحسين أصبح نموذج بور للذرة يشبه النموذج الكوكبي للمنظومة الشمسية.

4ـ ولتوزيع الالكترونات على المدارات المتتابعة في الذرة فقد أسهم الفيزيائي النظري باولي في تحسين نموذج بور بوضعه مبدأ الاستبعاد أو الانتفاء Exclusion والذي ينص على ما يلي: «لا يوجد الكترونان في الذرة لهما نفس المجموعة من الأعداد الكمية الأربعة: $n\ , \ell\ ,\ m_\ell\ , m_s$».

وبوساطة نموذج بور وتحسيناته تم تفسير الجدول الدوري للعناصر الكيميائية، فكان ذلــك ذروة ما بلغه نموذج بور من تطور.

ونبين في الشكل (10) مخططاً لتوزيع الالكترونات علــى الطبقــات Shells والطبقــات الفرعية Subshells فــي الــذرة وكــذلك طاقــات ارتبــاط الالكترونـــات فــي الطبقــات: $E_n = \frac{-13.6\, Z^2}{n^2}$ حسب نموذج بور وتحسيناته.

ونلاحظ من الشكل (10) أنه يوجد الكترونان في الطبقة K مقابل قيمــة واحــدة للطاقــة تساوي $-13.6\ Z^2eV$؛ ويوجد ثمانية الكترونات في الطبقة L مقابل قيمة واحدة للطاقة تساوي $-3.4\ Z^2eV$؛ وفي الطبقة M يوجد ثمانية عشر الكتروناً مقابل قيمة واحدة للطاقة تســاوي $-1.51\ Z^2eV$. وبالتالي لدينا ما يسمى انحلال Degenerate مستويات الطاقة وهذا مــن أهــم عيوب نموذج بور للذرة.

ربما كان بور أعظم الفيزيائيين في القرن العشرين حيث مُنح عام 1922 جــائزة نوبــل للفيزياء. ورغم ذلك فإن نموذجه للذرة مزيج من الفرضيات والتحسينات.

وكان لا بد من نموذج آخر متناسق للذرة . وقد قام بهذا العمل شرودنجر الذي كان ضليعاً في المعادلات الموجية، مخالفاً لنموذج بور للذرة وموافقاً جداً لنظرية دي بروي الموجية فــي المادة. ولذلك كان يرى في المعادلات الموجية طريقة لاســتبدال نمــوذج بــور والميكانيــك المصفوفي لهايزنبرج بمعادلة موجية وحيدة للالكترون يمكن أن نحصل منها على كل خواص نموذج بور وخواص الميكانيك المصفوفي، هذه المعادلة هي:

$$\left[-\frac{\mathbf{h}^2}{2m}\nabla^2 + V(r,t)\right] y\ (r,t) = i\,\mathbf{h}\frac{\partial y\ (r,t)}{\partial t} \qquad (19)$$

حيث:

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial c^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

ويجب أن تتفق معادلة شرودنجر السابقة مع معادلة الطاقة الكلية E للالكترون الذي كتلته m (القريبة من الكتلة المتخزلة μ) التالية:

$$\frac{P^2}{2m} + V = E$$

حيث:

$K=\dfrac{P^2}{2m}$ طاقة الحركة للالكترون و $V=-K\dfrac{Ze^2}{r}$ جهد كولون بالنسبة للالكترون.

ويلاحظ أن المعادلة السابقة صحيحة في الحالة اللانسبية.

			الرموز الطيفية ↓	قيم ℓ المقابلة للرموز الطيفية	عدد الإلكترونات في الطبقات الفرعية	رقم الطبقة ↓	عدد الإلكترونات في الطبقة
M	$-1.51z^2$ eV		d	2	10	3	18
			p	1	6		
			s	0	2		
L	$-3.4z^2$ eV		p	1	6	2	8
			s	0	2		
K	$-13.6z^2$ eV		s	0	2	1	2
	E_n	نواة		ℓ	$2(2\ell+1)$	n	$2n^2$

$-l \le m_l \le l$	$S=\sqrt{s(s+1)}\,\hbar$ $s=\dfrac{1}{2}$	$S_z=m_s\,\hbar$ $m_s=\pm\dfrac{1}{2}$

الشكل (10)

وباستخدام طريقة فصل المتغيرات المستخدمة لحل المعادلات التفاضلية الجزئية نحصل على معادلة شرودنجر المستقلة عن الزمن. وهنا أثبت شرودنجر بمهارته أن هذه المعادلة تتجزأ إلى ثلاث معادلات متمايزة نتج عنها الأعداد الكمية الثلاثة: n , ℓ , m_ℓ وطاقة الالكترون في أحد مداراته:

$$E_n=-\frac{13.6\,Z^2}{n^2}\quad eV$$

ونتج بالإضافة لذلك جهد فعال:

$$V_{ef} \quad = \quad -K\frac{Ze^2}{r} \quad + \quad \frac{\hbar^2\, l(l+1)}{2mr^2} \qquad (20)$$

والمكون من جهدين جهد جاذب $-Kze^2/r$ وجهد طارد $\frac{\hbar^2\, l(l+1)}{2mr^2}$.

وبحل معادلة شرودنجر التابعة للزمن نحصل على قواعد الانتقاء Selection Rules التي تحدد الانتقالات المسموحة بين حالات الطاقة وهي:

$$\Delta m_\ell = 0\,, \pm 1 \qquad\qquad \Delta\ell = \pm 1$$

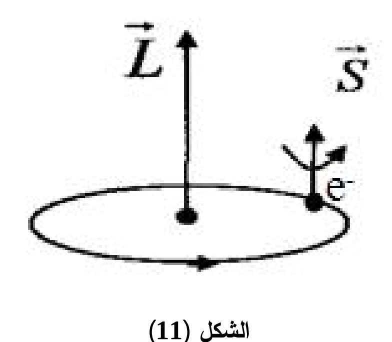
وهكذا استطاع شرودنجر، باستعمال معادلة واحدة أن يحصل في غضون ساعات على كل ما ظلَّ الفيزيائيون يعملون لأكثر من عقد من الزمان، كـي يحصلـوا عليـه بسلسـلة مـن الفرضيات الاعتباطية.

وعلى الرغم من النجاح الكبير لمعادلة شرودنجر الموجية فإن السبين لم ينتج عنها وإنمـا ذكر كنتيجة تجريبية.

ويعود سبب ذلك إلى أن معادلة شرودنجر لا نسبية. وللتغلب على ما سبق فقـد وضـع ديراك، الحائز على الدكتوراه في الرياضيات، عام 1929 معادلة نسـبية مسـتخدماً الطاقـة النسبية الكلية:

$$E = \sqrt{P^2\, c^2 + m_0^2\, c^4} \qquad + \quad V(r)$$

لكن يمكن استخدام تفاعل سبين مدار Spin – Orbit Interaction لإزالة انطبـاق الطاقـة والحصول على مستويات طاقة الذرة وذلك باعتماد معادلة شـرودنجر اللانسـبية. ويُسـمى التفاعل S – O أيضاً بازدواج Coupling سبين ــ مدار. ونوضح فيما يلـي إزالـة انطبـاق الطاقة.



الشكل (11)

ينتج عن دوران الالكترون حول النواة، كما في الشكل (11)، تيار كهربائي يولد مجـــالاً مغناطيسياً $\vec{B}$ يُعطى بالعلاقة:

$$\vec{B} = K \frac{eZ}{mc^2 r^3} \vec{L}$$

حيث $\vec{L}$ كمية الحركة الزاوية للالكترون.

وبما أن العزم المغناطيسي السبيني للالكترون يساوي:

$$\vec{m}_S = -2 m_B \frac{\vec{S}}{\hbar}$$

حيث: $m_B = \frac{e\hbar}{2m}$ هو مغنتون بور Bohr Magneton ، فإن الطاقة الكامنـــة الناتجـــة عـــن التفاعل S – O تساوي:

$$\Delta E = l(r) \vec{L} . \vec{S}$$

حيث: $$l(r) = \frac{1}{2m^2 c^2} . \frac{KZe^2}{r^3}$$

ولذلك فإن معادلة الطاقة تعطى بالعلاقة:

$$E = \frac{P^2}{2m} + V(r) + l(r) \vec{L} . \vec{S}$$

وبحل معادلة شرودنجر الموافقة للمعادلة السابقة نحصل على قيمتي الطاقة:

$$E_1 = E_n + \frac{\hbar^2}{2} \overline{l(r)} \, \mathbf{l}$$

$$E_2 = E_n - \frac{\hbar^2}{2} \overline{l(r)} \, (\mathbf{l}+1)$$

ونلاحظ مما سبق أن الطاقة E_n، في غياب التفاعل S – O، قد انشـــطرت تحـــت تـــأثير التفاعل إلى قيمتين E_1 و E_2. ويُعرف هذا الانشطار بانشطار التركيب الدقيق، ويكون المقدار $\overline{l(r)} \, \hbar^2$ ثابت لحالة معينة في الذرة ويعرف لذلك بثابت التركيب الدقيق.

وتستخدم في هذه الحالة، عند تطبيق مبدأ باولي للاستبعاد، الأعداد الكمية:

بدلاً من $n\ ,\ \ell,\ j\ \ ,\ m_j$ حيث $n\ ,\ \ell\ ,\ m_\ell\ ,\ m_s$ من أجــل $j=\mathbf{l}\pm\frac{1}{2}$ و $\ell \neq 0$ و $j=\frac{1}{2}$

من أجل $\ell = 0$. وقواعد الانتقاء للانتقالات المسموحة بين مستويات الطاقة هي:

$$\mathbf{l}_i \ - \ \mathbf{l}_f \ = \ \Delta \mathbf{l} \ = \ \ \pm 1$$

$$j_i \ - \ j_f \ = \ \Delta j \ = 0\ ,\ \pm 1$$

حيث الانتقال $j_i \ = \ 0 \ \ \rightarrow \ j_f \ =0$ غير مسموح به . وهكذا فإن النموذج الذري قــد تمَّ بناؤه.

2.9.1 ــ النموذج الطبقي النووي: Nuclear Shell Model

بعد فشل نموذج القطرة السائلة في تفسير وجود الأعداد السحرية ، وتمــت العــودة للدراسات السابقة للفيزياء الذرية ، حيث فسر ميكانيك الكم امتلاء الطبقات الالكترونية للــذرة بوجود عدد من الالكترونات يساوي الأرقام الســحرية $\{2,8,18,32,...\}$ ، و وكانــت هــذه العناصر خاملة كيميائياً.

انطلاقاً من ذلك توقع العلماء أن هناك تركيباً طبقياً للنواة كما في الذرة وكذلك وجود الأرقــام السحرية كما في الذرة :

$$N \ = \ 2,8,20,28,50,82,126$$

$$Z \ = \ 2,8,20,28,50,82$$

الاستنتاجات و المشاهدات التي دلت على وجود النموذج الطبقي للنواة هي:

1. تكون طاقة فصل البروتونات والنيوترونات كبيرة عند الأعداد السحرية.
2. احتمال حدوث تأثير بالنسبة للنوى التي لها أعداد سحرية يكون ضعيفاً جداً بالمقارنة مع احتمال حدوثه مع النوى المجاورة .
3. الطاقة اللازمة لإثارة النوى التي لها أعداد سحرية عالية، أكبر من الطاقة اللازمة لإثارة النوى التي ليس لها أعداد سحرية .

يؤخذ وفقاً للنموذج الطبقي كمون متوسط ، وهو ينشأ عن النوكليونات النووية نفسها. وغالبا ما يطبق كمون وودس-ساكسن بين النوكليونات ، كذلك يمكن اختيار كمون معدل وهو جهد هزاز توافقي.وعن طريقه نحصل على حلول في هيئة مستويات للطاقة منفصلة وهي تسمى من أجل ذلك طبقات أو مدارات. وكما هو الحال بالنسبة للالكترونات في الطبقة الذرية فإن الطبقات تتميز بأعداد كمومية. وتختلف مستويات الطاقة بالنسبة للبروتونات والنيوترونات

اختلافاً بسيطاً، حيث أن شحنة البروتون تتسبب في قوة تنافر مما يجعل مستويات طاقة البروتونات أعلى قليلا عن مستويات طاقة النيوترونات.

نجد في نوى الذرات الخفيفة والمتوسطة (التي تحتوي على 82 بروتون أو أقل) أن مستويات الطاقة تحت بعضها ولكنها تكون بالتقريب متساوية للبروتونات والنيوترونات. أي أن مستويات الطاقة لهما تكون منزاحة بعض الشيئ ، ويعادل هذا الانزياح في نموذج القطرة قوة تنافر الشحنات الموجبة طبقا لقانون كولوم.

تشغل البروتونات والنيوترونات في أحد المدارات - مثلما في حالة الالكترونات في الذرة - اثنان من النوكليونات في كل مدار بحيث يأخذ العزم السبيني لأحدهما عكس العزم السبيني للآخر. وهذا يعني بالنسبة إلى المدار 1s أن إثنين فقط من النوكليونات يمكنها شغله ، وإن وجد نوكليون فإنه يشغل مستوي الطاقة الأعلى وهو المدار 1p وبناء على ذلك نجد أن تشكيل النواة المتكونة من بروتونين ونيوترونين تكون مستقرة بصفة خاصة ، حيث أن كل من المدار 1s للبروتونات وللنيوترونات يكون مشغولا بالكامل. تلك هي حالة نواة الهيليوم 4 وهي أكثر النوى استقرارا (أشعة ألفا).

كما تنشأ حالتان من التشكيلات المستقرة جيدا بسبب المسافات الكبيرة بين مستويات الطاقة 1p و 1d وكذلك بين1d و 1f عندما يكون المداران 1p و 1d مشغولين بالكامل (بـــ 8 وبالتالي 20 نوكليون). والنوى التي تشغل مداراتها المذكورة بروتونات أو نيوترونات بالكامل وتكون المسافات كبيرة بين مستويات طاقاتها فإنها تكون مستقرة أكثر من نوى أخرى مماثلة ولكن تحوي نوكليونا أكثر أو يقل فيها نوكليونا. تلك النوى المستقرة بصفة خاصة تسمي نوى سحرية .وتسمى النوى التي ينطبق عليها ذلك الشرط بالنسبة للبروتونات والنيوترونات ، تسمى بالنوى السحرية المزدوجة ، وهذا ينطبق على نظير الهيليوم 4 وكذلك على النظير ^{16}O.

تماثل تلك النوى المتميزة باستقرار خاص حالة اسقرار الالكترونات في الغازات الخاملة والتي يفسرها نموذج الطبقات الذرية للالكترونات. وتسمى تلك الأعداد الخاصة بالنوكليونات أعداداً سحرية وهي:

2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.

ويلاحظ أن المدارات تكون لكل من البروتونات والنيوترونات في النواة كل على حده ، بحيث نستطيع تسمية النواة بأنها "نواة سحرية" عندما يكون فيها إما عدد البروتونات أو عدد النيوترونات عدداً سحرياً. وتسمى النواة "نواة مزدوجة السحرية " إذا كان عدد كل من البروتونات والنيوترونات عدداً سحرياً.

وبالنسبة إلى العدد السحري 28 فيوجد له سبب خاص : فعنده تنشأ فجوة طاقة ، أي مسافة كبيرة بين مستويات للطاقة مسموح بها ، وليس بسبب انشغال الغلاف بالكامل ، وإنما بسبب الارتباط بين العزم السبيني وعزم الدوران للمدار 1f.

وكما في المدار f للالكترونات في الذرة حيث يكون العدد الكمي المداري $\ell = 3$. وهو يحدد الزخم الزاوي الكلي حيث $j = \ell + s$ يتخذ الأعداد المسموح بها 3 و 5 وكذلك 2 و 5 ، حيث, j=3 و j=5 ذات طاقة أقل من j=2. فإذا كانت جميع المدارات j=3,5 مشغولة فنحصل على مستوي طاقة مستقر عند العدد السحري 28.

إذاً توجد الأعداد السحرية النووية Nuclear Magic Numbers التالية:

N = 2, 8, 20 , 28, 50, 82, 126

Z = 2, 8, 20, 28, 50, 82

إن الأعداد السحرية النووية توحي بوجود طبقات نووية مغلقة وذلك بالمقارنة مع الطبقات المغلقة في النموذج الذري.

ويعتمد بناء النموذج النووي على الفرضين التاليين:

1ـــ يتحرك كل نيوكلون، في النواة، تحت تأثير الجهد الناتج عن النيوكلونـــات الأخـــرى فيها. ويمثل هذا الجهد تابعاً لـــ r حيث r البعد عن مركز النواة أي

$0 < r \leq R$ و حيث R قطر النواة.

2ـــ تملأ الطبقات بالنيوكلونات اعتماداً على مبدأ باولي للاستبعاد.

ولنفرض الآن أن نيوكلوناً كتلته m يتحرك تحت تأثير الجهد V(r) الذي يعتمـــد علـــى r فقط، فإن معادلة شرودنجر الموجية المطلوب حلها تأخذ الشكل:

$$\frac{d^2}{dr^2}\, u + \frac{2m}{\hbar^2}\left[E - V(r) - \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}\right] u = 0 \qquad (21)$$

حيث $u = r\,R(r)$ و E القيمة المميزة للطاقة.

وعلى عكس الجهد الكولوني المعروف جيداً والمستخدم في بناء النمــوذج الــذري، فــإن الجهد $V(r)$ النووي غير معروف. ولذلك، فمن أجل بناء نموذج الطبقات النــووي فقــد تــمَّ استخدام الجهود التقريبية التالية:

1ــ جهد البئر المربع Square Well Potential والذي يُعطى بالعلاقة:

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & r \le R \\ 0 & r > R \end{cases}$$

2ــ جهد الهزاز التوافقي Harmonic Oscillator Potential والذي يعطى بالعلاقة:

$$V(r) = -V_0 + \frac{1}{2}\,k\,r^2$$

3ــ وباعتبار الجهدين السابقين: البئر المربع والهزاز التوافقي نحصل على الجهد المعطى بالعلاقة:

$$V(r) = \begin{cases} -V_0\left(1 - \dfrac{r^2}{R^2}\right) & r \le R \\ 0 & r > R \end{cases}$$

وبفرض $w_0 = \sqrt{2V_0 / mR^2}$ فإن الجهد السابق يكتب كما يلي:

$$V(r) = -V_0 + \frac{1}{2}\,m\,w_0^2\,r^2 \qquad (22)$$

فمن أجل $V_0 = 50$ MeV فإن $\hbar w_0 = \hbar c\sqrt{2V_0 / mc^2 R^2} \approx 50\,A^{-1/3}\,MeV$

لكن المعطيات التجريبية تبين أن:

$$\hbar w_0 = 41\,A^{-1/3}\,MeV$$

وتبين هذه العلاقة أن الفاصل بين مستويات الطاقة في حفرة الجهد يصبح أصــغر كلمــا أصبحت النواة أثقل.

واستعمال الجهود التقريبية السابقة لحل المعادلة (21) لا يعطي جميع الأعداد السحرية.

في عام 1949 قام ماير Mayer وآخرون بمعالجة النموذج الطبقي النووي معالجة جدية. فبالإضافة إلى جهد الهزاز التوافقي المعطى بالمعادلة (22) تمَّ اعتبار الجهد الناتج عن تفاعل سبين مدار $-f(r)\vec{L}.\vec{S}$ لتصبح معادلة الطاقة الكلية كما يلي:

$$E=\frac{P^2}{2m}+V(r)-f(r)\vec{L}.\vec{S}$$

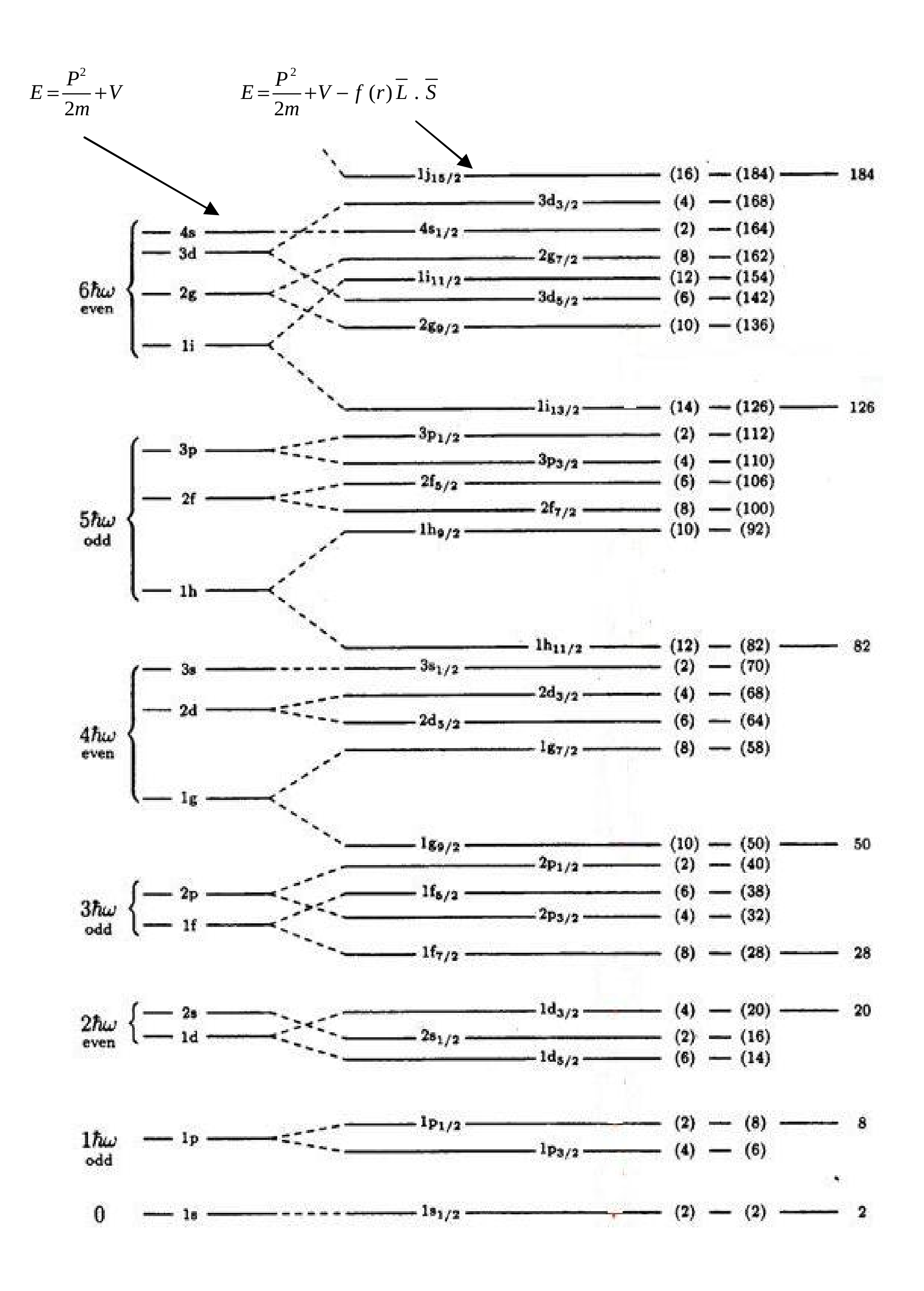
ومستويات الطاقة التي نتجت من حل معادلة شرودنجر مع الأخذ بعين الاعتبار التفاعل $\vec{L}.\vec{S}$ هي:

$1s_{1/2}$, $1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$, $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$, $1f_{7/2}$, ……… (23)

و نحصل على التوزيع التالي للنيوكلونات في النواة كما يلي:

عدد البروتونات أو النيوترونات في أي مستوي يُعطى بـــ 2j +1 . وعلى هذا فإنه يوجد عدد من النيوكلونات: ..... ,8 , 4 , 2 , 6 ,2 ,4 ,2 في كل مستوٍ من المستويات (العلاقة 23) على الترتيب. ويوضح الشكل (12) المستويات المغلقة بعدد من النيوكلونات. ويجب أن نلاحظ أن الشكل السابق يمثل مستويات الطاقة وفقاً للنموذج الطبقي وليس مستويات الطاقة لنواة ما، حيث: $\ell = 0 , 1 , 2 , \ldots, \nu - 1$ ، $n = 2(\nu - 1) + \ell$ و $\nu = 1 , 2 , 3 , \ldots$ عدد كمي قطري، وشرط أن يبدأ n من الصفر كما يلي: $n = 0 , 1 , 2 , 3 \ldots$

- الطبقة الأولى: 2 حالة .($n = 0, j = 1/2$).
- الطبقة الثانية: 6 حالات.($n = 1, j = 1/2$ or $3/2$)
- الطبقة الثالثة: 12 حالة.($n = 2, j = 1/2, 3/2$ or $5/2$)
- الطبقة الرابعة: 8 حالات.($n = 3, j = 7/2$)
- الطبقة الخامسة: 22 حالة.($n = 3, j = 1/2, 3/2$ or $5/2$; $n = 4, j = 9/2$)
- الطبقة السادسة: 32 حالة.($n = 4, j = 1/2, 3/2, 5/2$ or $7/2$; $n = 5, j = 11/2$)
- الطبقة السابعة: 44 حالة.($n = 5, j = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2$ or $9/2$; $n = 6, j = 13/2$)
- الطبقة الثامنة : 58 حالة
  ($n = 6, j = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2, 9/2$ or $11/2$; $n = 7, j = 15/2$).



الشكل (12)

وهكذا. وبناء على ذلك نحصل على الأعداد السحرية الآتية:

- 2
- 8 = 2+6
- 20 = 2+6+12
- 28 = 2+6+12+8
- 50 = 2+6+12+8+22
- 82 = 2+6+12+8+22+32
- 126 = 2+6+12+8+22+32+44
- 184 = 2+6+12+8+22+32+44+58

مثال (12):

اعتماداً على مستويات الطاقة التي نتجت من نموذج الطبقات باستخدام تفاعل ســبين ــــ مدار وزع نيوترونات وبروتونات النواة $^{43}_{20}Ca$ على مستويات الطاقة الملائمة.

الحل: يوجد في النواة أعلاه 20 بروتوناً و23 نيوتروناً تتوزع على المستويات الفرعيــة للطاقة، حيث يوجد في كل مستوٍ فرعيٍ 2j + 1 نيوترون أو بروتون، كما يلي:

بروتوتونات: $1s^{2}_{1/2}\ ,\ 1p^{4}_{3/2}\ ,\ 1p^{2}_{1/2}\ ,\ 1d^{6}_{5/2}\ ,\ 2s^{2}_{1/2}\ ,\ 1d^{4}_{3/2}$

نيوترونات: $1s^{2}_{1/2}\ ,\ 1p^{4}_{3/2}, 1p^{2}_{1/2}, 1d^{6}_{5/2}\ ,\ 2s^{2}_{1/2}\ ,\ 1d^{4}_{3/2}\ ,\ 1f^{3}_{7/2}$

حيث نلاحظ أن عدداً فردياً من النيوترونات يتوضع في المستوى $1\ f_{7/2}$

<u>**10.1ــ العزم المغناطيسي للنواة**:</u>

لقد أشرنا سابقاً إلى أن سبين الالكترون $\vec{S}$ يرتبط بعزم الالكترون المغناطيسي الســبيني بالعلاقة:

$$\overrightarrow{m_s} = -\frac{2}{\hbar} m_B\ \vec{S}$$

حيث: $m_B = \frac{e\hbar}{2m} = 9.27\times10^{-24}\ J/W/m^2$ هو مغنتون بور.

كما يمكن كتابة العلاقة بين المتجهين $\vec{S}$ و $\overrightarrow{m_s}$ كما يلي:

$$\overrightarrow{m_s} = -\frac{e}{m}\ \vec{S}$$

يمثل السبين إحدى الصلات النادرة بين التحليل الطيفي والفيزيــاء النوويــة. وقــد أدت دراسة البنية فوق الدقيقة للخطوط الطيفية إلى تعيين الكثير من السبينات النووية.

وبالمقارنة مع العزم المغناطيسي السبيني للالكترون فإن للبروتون عزماً مغناطيسـياً $\overrightarrow{m_P}$ مرتبطاً بسبينه يُعبر عنه بدلالة ما يسمى المغنتون النووي m_N . ويُحسب هذا الأخير من مغنتون بور بعد استبدال كتلة الالكترون m بكتلة البروتون M، أي أن المغنتون النووي أصغر من مغنتون بور بحوالي ألفي مرة:

$$m_N = \frac{e}{M} . \frac{\mathbf{h}}{2} = 5.05 \times 10^{-27} \ J/W/m^2$$

وقد وجد في حالة البروتون الحر غير المرتبط بنواة:

$$\mu_P = 2.79276 \mu_N$$

ويُفسرُ شذوذ قيمة μ_P عن μ_N (أي عدم مساواة μ_P لـ μ_N) بالتفاعل

$$P \overleftrightarrow{} n + p^+$$

ويُقبل أن للبيون π^+ حركة مدارية خلال المدة التي يكون فيها البروتـون فـي الحالـة الافتراضية $n + \pi^+$.

وعلى الرغم من أن النيوترون معتدل الشحنة فإن له عزماً مغناطيسياً يساوي، إذا كـان حراً، $\mu_n = -1.91348 \ \mu_N$ وتشير الإشارة السالبة إلى أن العزم المغناطيسي للنيـوترون يعاكس سبينه.

ويفسر هذا الأمر المدهش، أي وجود μ_n وإشارته السالبة، بأن النيوترون يقضي جـزءاً من الوقت في الحالة $P + \pi^-$ حسب التفاعل:

$$n \overleftrightarrow{} P + p^-$$

وأن الحركة المدارية لـ π^- هي السبب في نشوء العزم المغناطيسي السالب للنيوترون.

وللنوى عزوم مغناطيسية. وبفرض أن توزيع الشحنة داخل النواة توزيع كروي متماثـل فإن للنواة عزماً ثنائيّ أقطابٍ مغناطيسي نرمز له بـ μ ونميز الحالات التالية:

أ ـ من أجل نوى النموذج (Z زوجي ـ N زوجي)، فإن $J = 0$ في هذه النوى، و يكون $\mu = 0$.

ب ـ من أجل نوى النموذج (Z فردي ـ N زوجي)، فإن العزم المغناطيسي لهذه النوى هو عزم البروتون المفرد.

فمن أجل $J = \mathbf{l} + \frac{1}{2}$ يكون:

$$m = J \quad (1 + \frac{2.29}{J}) m_N$$

ومن أجل $J = \mathbf{l} - \frac{1}{2}$ يكون:

$$m = J \quad (1 - \frac{2.29}{J+1}) m_N$$

حـــ ــ ومن أجل النموذج (Z زوجي ــ N فردي) فإن العزم المغناطيسي لهذه النوى هو عزم النيوترون المفرد.

فمن أجل $J = \mathbf{l} + \frac{1}{2}$ يكون:

$$\mu = - 1.91 \ \mu_N$$

ومن أجل $J = \mathbf{l} - \frac{1}{2}$ يكون:

$$m = J \frac{1.91}{J+1} m_N$$

مثال (13):

احسب سبين ونوعية وعزم ثنائي الأقطاب المغناطيسي للنواة $^{17}_{8}O$.

الحل:

إن هذه النواة من النموذج (Z زوجي ــ N فردي) فيها 8 بروتونات وتسعة نيوترونات، فسبين النواة ^{17}O هو سبين النيوترون المفرد.

وبالعودة للشكل (11) نجد:

بروتوتونات : $1s^{2}_{1/2}$, $1p^{4}_{3/2}$, $1p^{2}_{1/2}$

نيوترونات : $1s^{2}_{1/2}$, $1p^{4}_{3/2}$, $1p^{2}_{1/2}$, $1d^{1}_{5/2}$

نلاحظ وجود نيوترون مفرد في المستوي $1d_{5/2}$ وبالتالي فإن $J= 5/2$ وبما أن $\ell = 2$ من أجل المستوي السابق فإن نوعية النواة أعلاه مرتبطة بالنوعية $(-1)^{\ell}$ أي $(-1)^2 = +1$ أي أن نوعيتها موجبة، وبالتالي نكتب: $J^P = \frac{5^+}{2}$.

وبما أن $\ell = 2$ و $J^p = \frac{5^+}{2}$ فإن $J = 2 + \frac{1}{2}$

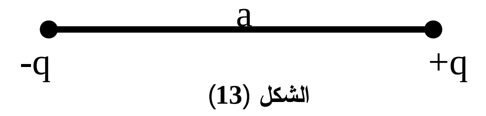
وبالتالي فإن عزم ثنائي الأقطاب المغناطسي للنواة $^{17}_{8}O$ يساوي $\mu = -1.91\ \mu_N$

وتعطي النتائج التجريبية القيمة السابقة نفسها.

11.1 ــ عزم رباعي الأقطاب الكهربائي للنواة:

إن الشحنة Ze للنواة هي من أهم مميزاتها إذ تعطي فكرة عن عدد البروتونات في النواة، وعن قيمة الجهد الكولوني وتعين الخصائص الكيميائية للعنصر. إلا أن الشحنة Ze لا يمكن أن تعطي تصوراً كاملاً عن المميزات الكهربائية للنواة: إذ لا نستطيع من معرفتها أن نعلم أيَّ شيء عن خواص النواة المتعلقة بتوزع النيوكلونات فيها.

هناك مقدار كهربائي مميز هو عزم ثنائي القطب الكهربائي للنواة. ولنذكر أن عزم ثنائي القطب الكهربائي هو مقدار تتمتع به جملة مكونة من شحنتين نقطيتين متساويتين قدراً q، ومتعاكستين إشارة (ثنائي قطب). فإذا كانت المسافة بينهما a، كما في الشكل (13)، فإن العزم الثنائي: يساوي بالتعريف: $d = q\,a$.



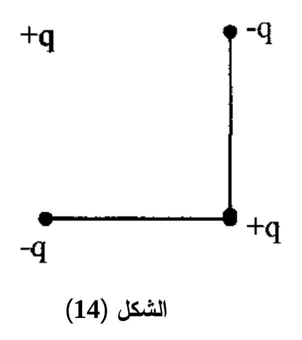
الشكل (13)

ويمكن لذي القطبين أن يتكون ليس فقط من شحنتين سالبة وموجبة بل ومن شحنة موجبة (أو سالبة) وأخرى صفرية (أو جسيم معتدل) وتتمتع جملة كهذه، عند وضعها في مجال كهربائي بخاصة ذي القطبين وهي التوجه وفق المجال.

وبما أن النواة تتألف من بروتونات (شحنة موجبة) ونيوترونات (جسيمات معتدلة)، ففي حال عدم انطباق مركزي ثقل البروتونات والنيوترونات يكون للنواة عزم كهربائي ثنائي.

إن العزم الثنائي الكهربائي للنوى في حالتها الأساسية معدوم. لكن هناك عزماً أكثر تعقيداً هو العزم الرباعي الكهربائي للنواة: ويعبر العزم الرباعي عن انحراف توزع شحنة النواة عن التوزع المتناظر كروياً.

يتكون رباعي الأقطاب الكهربائي الأكثر بساطة من ذوي قطبين متماثلين وموجهين توجيهاً متعاكساً ومنزاحين مسافة b أحدهما عن الآخر كما في الشكل (14).



الشكل (14)

إن العزم الرباعي لهذه الجملة هو بالتعريف:

$$Q_0 = 2db$$
$$= 2\,q\,a\,b$$

أما إذا افترضنا أن شحنة النواة موزعة ضمنها بكثافة حجمية ρ وبحيث يكون للجملة محور تناظر، z مثلاً، فإن العزم الرباعي للنواة يساوي(انظر الشكل15):

$$Q_0 = \frac{1}{e}\iiint (3z^2 - r^2)\, r dv$$

حيث dV عنصر الحجم و $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ مربع نصف القطر المتجه لعنصر الحجم dV، و e الشحنة العنصرية.

فإذا كانت r ثابتة القيمة (لا تتوقف على z أيضاً) فإن العزم الرباعي Q_0 يعين من شكل النواة فقط. فمثلاً إذا كانت النواة عبارة عن مجسم قطع ناقص دوراني كان:

$$Q_0 = \frac{2}{5} Z\,(a^2 - b^2)$$

حيث a هنا نصف محور القطع الناقص باتجاه المحور z (السبين)، و b نصف المحور في الاتجاه المتعامد. ويقاس Q_0 بالبارن Barn b ويساوي:

$$1\text{b} = 10^{-24}\ \text{cm}^2 = 10^{-28}\ \text{m}^2$$

بفرض أن نصف قطر النواة $R=\frac{1}{2}(a+b)$ فإن الحيود عن نصف القطر الكروي $\Delta R = a - b$. نقيس انحراف النواة عن الشكل الكروي بوساطة معامل التشوه التالي:

$$h=\frac{\Delta R}{R}=2\frac{a-b}{a+b}$$

ومنه:

$$hR^2=2\frac{a-b}{a+b}\cdot\frac{(a+b)^2}{4}=\frac{1}{2}(a^2-b^2)$$

أي: $(a^2-b^2)=2\eta R^2$ وبالتالي فإن:

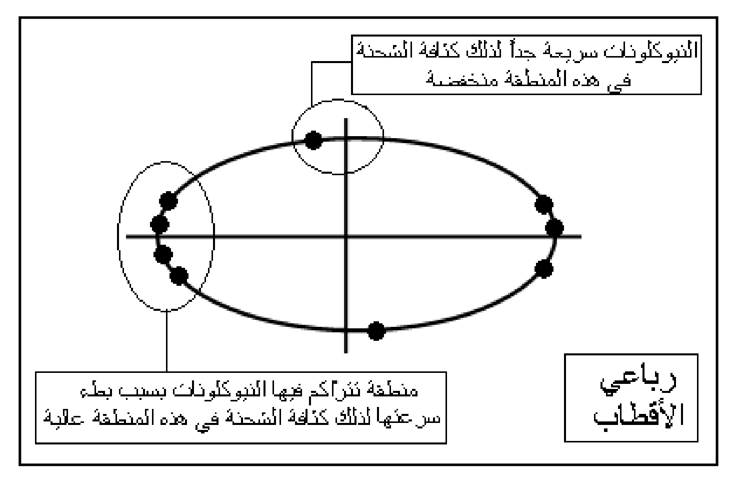
$$Q_0=\frac{4}{5}\;Zh\,R^2$$

ونستنتج من العلاقة السابقة ما يلي:

1ــ عندما يكون $a > b$ فإن $Q_0 > 0$ والنواة عبارة عن مجسم قطع ناقص محوره الكبير وفق المحور Oz .

2ــ عندما يكون $a < b$ فإن $Q_o < 0$ والنواة عبارة عن مجسم قطع ناقص منبسط باتجاه المحور Oz .

3ــ وعندما $a = b$ فإن $Q_0 = 0$ والنواة تتميز بتناظر كروي.



الشكل (15)

مثال (14): أعطى قياس Q_0 للنواتين التاليتين القيمتين المقابلتين لكل منهما:

$${}^{33}_{16}S \qquad Q_0 = -0.06\times10^{-24}\ cm^2$$

$${}^{35}_{16}S \qquad Q_0 = +0.06\times10^{-24}\ cm^2$$

1ـ ما المعنى الفيزيائي لإشارة عزم رباعي الأقطاب؟

2ـ إذا علمت أن $r_0 = 1.5\times10^{-15}$ m فما هو معامل التشوه للنواتين المذكورتين.

الحل:

1ـ إن النواة ${}^{33}_{16}S$ عبارة عن مجسم قطع ناقص محوره الثانوي (الصغير) منبسط باتجاه المحور Oz، بينما النواة ${}^{35}_{16}S$ عبارة عن مجسم قطع ناقص محوره الرئيسي (الكبير) باتجاه المحور Oz .

2ـ من أجل النواة ^{35}S مثلاً:

$$Q_0 = \frac{2}{5}Z\,(a^2 - b^2)$$

أو

$$0.06\times10^{-24} = \frac{2}{5}16(a+b)(a-b)$$

وبالتالي:

$$2R\,.\,\Delta R = 9.4\times10^{-27}$$

$$\Delta R = \frac{4.7}{R}\times10^{-27}$$

ومنه:

$$h = \frac{\Delta R}{R} = \frac{4.7}{R^2}\times10^{-27}$$

وبما أن:

$$R^2 = (r_0\,A^{1/3})^2 = (1.5\times10^{-13})^2\ (35)^{2/3}$$

فإن

$$\eta = 0.02$$

مثال (15):

احسب طاقة الارتباط النووية B اعتماداً على صيغة الكتلة نصف التجريبية.

الحل:

اعتماداً على معادلة الكتلة نصف التجريبية نحسب نقص الكتلة Δm كما يلي:

$$\Delta m = Z m_p + N m_n - M(A/Z)$$

$$= a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_4 \frac{(N-Z)^2}{A} - a_s \frac{d}{A}$$

ومنه فإن:

$$B = \Delta mc^2 = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} - a_p \frac{d}{A}$$

وتعرف العلاقة السابقة بعلاقة ويزكر Weizsäcker نصف التجريبية لحساب طاقة الارتباط للنواة (A,Z) حيث a_v , a_s a_c , a_a , a_p ثوابت جميعها مستقلة عن A وتعطى قيمتها اعتماداً على النتائج التجريبية كما يلي:

$$a_v = 15.84 \text{ MeV}$$

$$a_s = 17.23 \text{ MeV}$$

$$a_c = 0.74 \text{ MeV}$$

$$a_a = 23.57 \text{ MeV}$$

$$a_p = 58 \text{ MeV}$$

والعلاقة السابقة لويزكر مكونة من خمسة حدود تسمى بحد الحجم $a_v A$ وحد السطح $-a_s A^{2/3}$ وحد التنافر الكولوني $-a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}}$ وحد التماثل $-a_a \frac{(N-z)^2}{A}$ وحد التزاوج $-a_p \frac{d}{A}$ حيث هنا :

$$\delta = \begin{cases} 1 & \text{(Z زوجي — N زوجي)} \\ 0 & \text{A فردي} \\ -1 & \text{(Z فردي — N فردي)} \end{cases}$$

إن علاقة ويزكر السابقة ترتبط بنموذج القطرة السائلة ويمكن تطبيقها خصوصاً من أجل النوى $20 \le A \le 240$.

مثال (16):

اعتماداً على المعادلة النسبية (5) برهن أن عتبة الطاقة لتفاعل ما تُعطى كما يلي:

$$K_{th} = Mc^2 \frac{m_1 + m_2 + m/2}{m_2}$$

حيث m_1 كتلة الجسم الوارد، m_2 كتلة الهدف الساكن و M كتلـــة الجســيمات الناتجـــة عــن التفاعل.

الحل:

اعتماداً على المعادلة (2) نكتب:

$$E^2 - P^2 c^2 = (M_0 c^2)^2$$

وبما أن الطاقة السكونية M_0c^2 خاصة للجسيم ولا يمكن أن تتبع لأي نظام للإحداثيات، أي أنها لا متغيرة بتغير نظام الإحداثيات ولذلك نكتب:

$$E^2 - P^2 c^2 = inv$$

ولذلك تكتب المعادلة السابقة في نظام المخبر قبل التصادم وفي نظام مركز الكتــل بعــد التصادم فنحصل على المعادلة:

$$[(m_1 + m_2) c^2 + K_{th}]^2 - P_1^2 c^2 = [(m_1 + m_2) c^2 + Mc^2]^2$$

حيث لا يمنع نظام مركز الكتل أن تخرج الجسيمات بعد التفاعل بسرعة معدومة وبالإفادة من أن $P^2{}_1 = 2\ m\ K_{th}$ وبالتعويض في العلاقة السابقة نكتب:

$$(m_1 + m_2)^2 c^4 + 2 (m_1 + m_2) c^2 K_{th} + K^2{}_{th} - 2 m_1 c^2 k_{th} = (m_1 + m_2)^2 c^4 + 2(m_1 + m_2) M c^4 + M^2 c^4$$

أو:

$$K_{th} (2m_2 c^2 + K_{th}) = Mc^2 [2(m_1 + m_2) c^2 + Mc^2]$$

ولأن الهدف تكون كتلته كبيرة عادة، ولذا فإن $2\ m_2 c^2 >> K_{th}$ أي أن:

$2\ m_2 c^2 + K_{th} \approx 2\ m_2 c^2$ ومنه:

$$K_{th} = Mc^2 \frac{2m_1 c^2 + 2 m_2 c^2 + M c^2}{2 m_2 c^2}$$

ومنها نجد المطلوب:

$$K_{th} = Mc^2 \frac{m_1 + m_2 + M/2}{m_2}$$

مسائل الفصل الأول

1ــ احسب نصف قطر الكرة الأرضية، بفرض أن كثافتها تساوي كثافة المادة النووية، علماً أن كتلة الأرض $M_e = 5.98 \times 10^{24}$ kg.

2ــ عين النواة المستقرة التي نصف قطرها $\frac{1}{3}$ نصف قطر نواة الأوزميوم $^{189}_{76}Os$.

3ــ يستخدم في مطياف الكتلة عينة من الأوكسجين ثلاثي التأين (أي أن ذرة الأوكسجين فقدت ثلاثة الكترونات)، فاحسب المسافة التي تفصل سقوط ذرتي الأوكسجين 16 , 18 إذا علمت أن قيمة المجال المغناطيسي المستخدم في المطياف B = 0.22 T وأن سرعة أيونات الأوكسجين تساوي $\vartheta = 4.8 \times 10^{5}$ m/s.

4ــ احسب طاقة فصل البروتون الأخير S_p في النواتين $^{13}_{6}C$, $^{14}_{7}N$ ماذا تستنتج؟

5ــ احسب طاقة فصل البروتون الأخير S_P في النواتين $^{14}_{7}N$, $^{15}_{7}N$ ماذا تستنتج؟

6ــ احسب طاقة فصل البروتون وطاقة فصل النيوترون في النواتين $^{5}_{2}He$, $^{4}_{2}He$ على الترتيب. ماذا تستنتج؟

7ــ يقترب جسيم ألفا إلى مسافة 80F من نواة الذهب $^{197}_{79}Au$. بفرض أن كلاً من نواة الذهب وجسيم ألفا عبارة عن شحنة نقطية فاحسب قوة التنافر الأعظمية بينهما.

8ــ احسب الطاقة التي يجب أن تكتسبها نواة الكروم $^{52}_{24}Cr$ لتنقسم لنواتين متساويتين $^{26}_{12}Mg$. علماً أن Mg = 25.9826 u ، Cr = 51.9405 u

9- أعطى قياس Q_0 للنواتين التاليتين القيمتين المقابلتين لكل منهما:

$$^{17}_{8}O \qquad Q_0 = -0.004 \times 10^{-24}\ cm^2$$
$$^{167}_{68}Er \qquad Q_0 = 10.2 \times 10^{-24}\ cm^2$$

والمطلوب: أ ــ علماً أن $r_0 = 1.3 \times 10^{-15}$ m فاحسب معامل التشوه للنواتين السابقتين.

ب ــ ما المعنى الفيزيائي لإشارة عزم رباعي الأقطاب الكهربائي.

جـــ ــ احسب سبين ونوعية النواتين أعلاه.

د ــ احسب عزم ثنائي الأقطاب المغناطيسي للسويتين الأساسيتين للنواتين أعلاه.

10- احسب طاقة الارتباط و طاقة كولون للنواة $^{73}_{32}Ge$ ؟

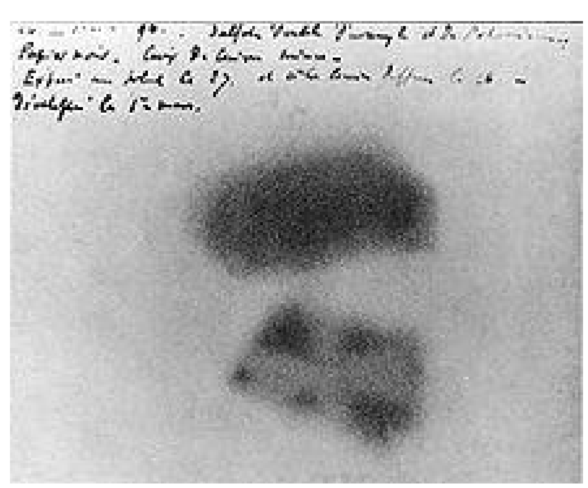
الفصل الثاني

النشاط الإشعاعي

1.2ــ مقدمة:

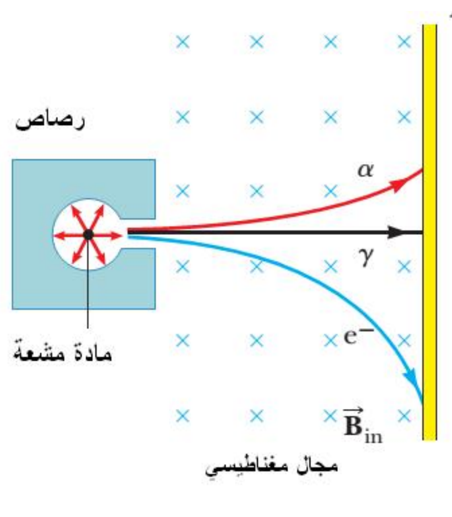
يأتي اكتشاف هنري بيكرل للنشاط الإشعاعي عام 1898 تتويجاً لأبحاث ثلاثة أجيال من عائلته في الفسفرة، فقد حقق جده الفيزيائي أنطوان سيزار بيكريل عددا من الاكتشافات المهمة في الكيمياء الكهربائية ومنحته الجمعية الملكية ميدالية كوبلي، وكان والده إدموند بيكيريل فيزيائياً شهيراً غزير الإنتاج نشر أبحاثا مفيدة في مجال دراساته على مدى ما يقرب من نصف قرن. وكان الجد والأب عضوين في الأكاديمية الفرنسية وشغل كلّ منهما خلال عمله التعليمي كرسي أستاذ الفيزياء في متحف التاريخ الطبيعي ، فأصبح ذلك تقليدا ثابر عليه أنطوان هنري وابنه جان بكيريل فيما بعد.

استمد اكتشاف النشاط الإشعاعي بواعثه الأولى من اكتشاف الفيزيائي الألماني فيلهلم كونراد رونتجن للأشعة السينية الذي كان قد أعلن عنها في مطلع عام 1896، وقد دفع اكتشاف رونتجن للأشعة السينية بيكريل إلى القيام بسلسلة من التجارب على الجزيئات المفلورة التي إما أن تكون متفلورة بطبيعتها أو نتيجة امتصاصها لأشعة الشمس . ومع أن هذه الظواهر كانت معروفة إلا أن آليتها كانت مجهولة تماما، ففكر بيكريل بأن هذه الآلية ربما تكون مرتبطة بطريقة ما بتوليد الأشعة السينية، لذلك افترض بيكريل أن الأشعة السينية ترتبط بالفلورة بطريقة ما . ولكن فكرة هذا الافتراض على الرغم من خطئها إلا أنها دفعته إلى القيام بسلسله من المشاهدات أدت إلى اكتشاف النشاط الإشعاعي عندما قام بتجربته على أحد مركبات اليورانيوم - ثنائي سلفات أورانيل البوتاسيوم المتبلور (كبريتات البوتاسيوم) فقد وضعه فوق لوح تصوير حساس حماه من أشعة الشمس بطبقتين سميكتين جدا من الورق المقوى ، ثم وضعه في درج قرب بلورة ثنائي سلفات أورانيل البوتاسيوم التي لم تكن قد تعرضت لأشعة الشمس بل وضعت في الدرج بانتظار يوم مشمس. واكتشف بعد ذلك أن لوح التصوير أسود مثلما حدث في تجربته السابقة الشكل (1) فأدرك بيكريل مباشرة أن الفسفرة أو الفلورة لا علاقة لها بالأشعة الصادرة عن بلورته وتتبع أثر إشعاعات ذرات اليورانيوم في البلورة. وأخيرا توج عمله الاستقصائي باكتشافه النشاط الإشعاعي للذرات الثقيلة.



شكل(1) صورة لتجربة بيكريل على مركبات ثنائي سلفات أورانيل البوتاسيوم المتبلور الذي وضعه فوق لوح تصوير حساس محمي من الشمس بطبقتين سميكتين جدا من الورق

وللتعرف على طبيعة هذا الإشعاع فقد وضعت كمية صغيرة من مادة مشعة مثل الراديوم في قاع ثقب عميق ضمن كتلة رصاصية كي تضمن خروج الإشعاع في اتجاه واحد من خلال الثقب كما في الشكل (2). ويؤثر مجال مغناطيسي قوي عمودياً على مستوى الصفحة.



الشكل (2)

ووفق هذه الشروط فإن الشحنات الموجبة، التي تقع تحت تأثير هـذا المجـال سـتنحرف باتجاه اليسار. أما الشحنات السالبة ستنحرف باتجاه اليمـين ولـن تتـأثر الجسـيمات غيـر المشحونة بالمجال المغناطيسي. ويعتمد مقدار الانحراف على كتلة وشحنة وسرعة الجسيمات.

تم وضع لوح فوتوجرافي حساس، في سقف الصندوق المفرغ من الهـواء، فـوق كتلـة الرصاص. وعند تحميض اللوح الحساس تم الحصول على آثار هـذه الإشـعاعات. إن أثـر جسيمات ألفا يقع على اليسار في بقعة واحدة فقط ؛ مما يدل أن شـحنتها موجبـة وطاقتهـا وحيدة. وقد وجد أن جسيمات α تمثل نوى ذرات الهيليوم He. بينما نرى آثاراً ممتـدة مـن منتصف اللوح تقريباً وإلى اليمين تمثل آثار جسيمات β. ونستنتج من هذه الآثار أن جسيمات β سالبة الشحنة، وتمتلك طاقات مختلفة تتراوح بين الصفر وقيمة عظمـى معينـة. وعنـدما نجري قياساً للنسبة بين شحنة وكتلة هذه الجسيمات نجد أن هذه النسبة تسـاوي تلـك التـي للالكترونات؛ فجسيمات β هي الكترونات تسير بسرعات عالية يمكن أن تصل حتـى 0.99c حيث c سرعة الضوء. وتوجد بقعة أثر واحدة في وسط اللوح الحساس ناتجة عن أشعة جاما γ الغير مشحونة. إن أشعة γ تملك جميع خواص الأشعة الكهرطيسية وهـي مثـل الأشـعة السينية أو الفوتونات المرئية ولكن بطول موجي قصير جداً وسرعتها مساوية لسرعة الضوء.

إن جسيمات α و β وأشعة γ هي الإشعاعات التي تصدر عن النوى المتفككـة. ولكـن، بعض النوى تتفكك بإصدار بروتونات أو نيوترونات أو بوزيترونات أو بإصـدار جسـيمات أخرى على شكل عناقيد، وقد تأسر النواة الكتروناً من الكترونات الطبقة K التي تحـيط بهـا فتسمى هذه الحادثة بحادثة الأسر الالكتروني EC.

وتقسم النوى المشعة إلى قسمين: أحدهما، موجود في الطبيعة وهو ما ينتج عنه النشـاط الإشعاعي الطبيعي. والآخر يصنع في المخابر وهو ما ينتج عنه النشاط الإشعاعي الصـنعي. وكلا القسمان يتفكك بإشعاع متتابع. ويسمى النظير الأول بالأم بينما يسمى ناتج التفكك بالبنت ويسمى ناتج تفكك البنت الحفيدة وهكذا...

يعود سبب التفكك في النوى الكبيرة (Z كبير) إلى قوى كولون التنافرية بين البروتونـات التي تجعل النظائر غير مستقرة. ولذا فإن هذه النوى غير المستقرة تتفكك بإصدار جسـيمات α وبذلك تفقد النواة الأم 2 بروتوناً و2 نيوترونا. فإذا بقيت النواة البنت غير مستقرة فإنها قـد تصدر جسيمات α أخرى أو قد تصدر جسيمات β أو أشعة γ: فإذا كانت زيادة نسبية في عدد النيوترونات فإن نيوتروناً داخل النواة يتفكك وفق المعادلة:

$${}_0^1n \rightarrow \ {}_1^1P \ + {}_{-1}^{0}e \ + {}_0^0\bar{u}_e$$

أما إذا كان في النواة زيادة نسبية في عدد البروتونات فإن بروتوناً يتفكك إلـى نيـوترون وفق المعادلة التالية:

$${}_{1}^{1}P \rightarrow {}_{0}^{1}n + {}_{1}^{0}e + {}_{0}^{0}u_e$$

حيث ${}_{1}^{0}e$: البوزيترون أو مضاد الالكترون و u_e النيوترينو و $\overline{u}_e$ مضاد النيوترينو.

ويستمر هذا التفكك المتناوب بين إصدار جسيمات β و α حتى تصل النواة إلى الاستقرار.

من الملاحظ، عند تفكك النواة بإصدار جسيمات α، إن العدد الكتلي للنواة الأم ينقص أربع وحدات، أي $\Delta A = 4$. بينما تنقص شحنة النواة الأم وحدتين، أي $\Delta Z=2$. ومن جهة أخرى، فعند تفكك النواة بإصدار جسيمات β أو أشعة γ فإن العدد الكتلي للنواة لا يتغير أي $\Delta A = 0$.

2.2ـ قوانين النشاط الإشعاعي (عمر النصف وثابت التفكك):

يتناقص، بسبب النشاط الإشعاعي، عدد الذرات (النوى) المشعة الابتدائية N_0 بمرور الزمن. ولننظر في عدد كبير من الذرات، وهذا ما يحدث عملياً نظراً لضخامة عدد أفوجادرو. إن عدد النوى المتفككة dN في المجال الزمني بين اللحظتين t و t + dt يتناسب مع dt ومع عدد النوى N التي لم تتفكك حتى اللحظة t أي:

$$dN = -\lambda N dt$$

حيث: λ ثابت يُدعى ثابت التفكك، وكما توضح المعادلة السابقة فإن وحدة قياس λ هي مقلوب وحدة قياس الزمن s^{-1}.

وبمكاملة المعادلة السابقة كما يلي:

$$\int_{N_0}^{N} \frac{dN}{N} = -l \int_{0}^{t} dt$$

نحصل على ما يُسمى بقانون التفكك:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \qquad (1)$$

ويُعرف النشاط (أو الفاعلية الإشعاعية) Activity بأنه عدد التفككات في الثانية الناتجة عن مادة مشعة ويُرمز له بـ A حيث نكتب:

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right|$$

واعتماداً على المعادلة (1) نكتب:

$$\frac{dN}{dt} = -l\ N$$

واعتماداً على ذلك فإن $A = \lambda N$ وبتبديل قيمة N من (1) نجد:

$$A = l\ N_0\, e^{-l\,t}$$

حيث نجد من أجل $t = 0$ أن $A_0 = \lambda\ N_0$ وبالتالي فإن قانون النشاط الإشعاعي يُعطى كما يلي:

$$A = A_0\ e^{-l\,t}$$

والمنسجم مع قانون التفكك المعطى بالمعادلة (1).

يقاس النشاط بالكوري Ci والذي يساوي 3.7×10^{10} تفككاً في الثانية، أي:

$$1\ \text{Ci} = 3.7 \times 10^{10}\ \text{d/S}$$

وللكوري أجزاء هي:

$$1\ \text{m Ci} = 10^{-3}\ \text{Ci} = 3.7 \times 10^{7}\ \text{d/S}$$

$$1\ \mu\ \text{Ci} = 10^{-6}\ \text{Ci} = 3.7 \times 10^{4}\ \text{d/S}$$

ويستخدم أيضاً الرذرفورد لقياس النشاط ويُرمز له بـــ rd الذي يساوي:

$$1\ \text{rd} = 10^{6}\ \text{d/S}$$

ويقاس النشاط في النظام الدولي SI للوحدات بالبيكرل الذي يُرمز له بـــ Bq ويساوي:

$$1\ \text{Bq} = 1\ \text{d/S}$$

ومن مضاعفات البيكرل الكيلو بيكرل k Bq ويساوي:

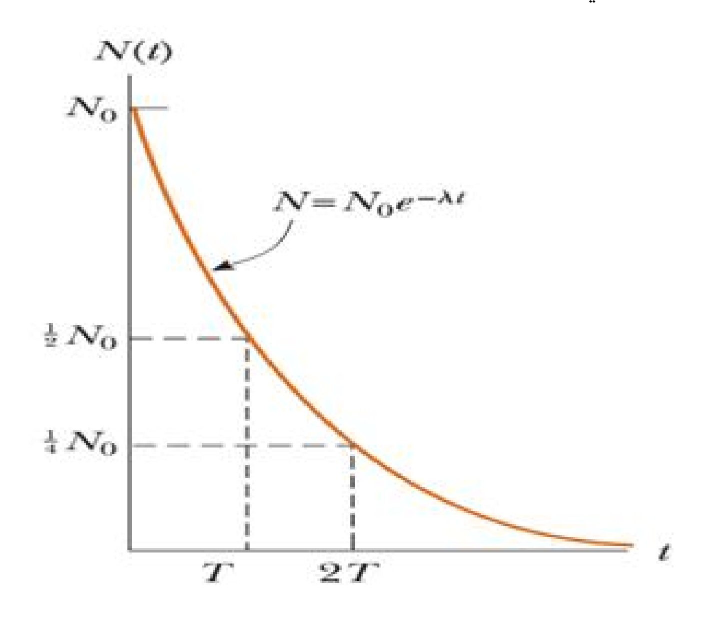
$$1\ \text{kBq} = 1000\ \text{Bq}$$

إن دور المادة المشعة T أو ما يسمى عمر النصف هو المدة التي يتفكك بانقضائها نصف الذرات، أي يصبح عدد الذرات المتبقية $N = N_0/2$. وبالتعويض في المعادلـــة (1) عـــن N بالقيمة السابقة وعن t بـــ T نجد:

$$\text{Exp}\ (\lambda T) = 2$$

والتي تعطي $\lambda\ T = \text{Ln}2 = 0.693$

فالدور إذاً هو المدة التي يكون احتمال تفكك كل ذرة في أثنائها مساوياً $\frac{1}{2}$ أي 50%. ويمثل الشكل (3) الخط البياني لتغير عدد الذرات المتبقية بدلالة الدور T.



الشكل (3)

لنبين الآن المعنى الزمني المرتبط بـــ λ. إن عدد النوى المتفككة في المجال الزمني بين t و t + dt أي التي عاشت t ثانية هو λ N dt. ومجموع أعمار هذه النوى هو:

$$t\lambda N dt$$

أما مجموع أعمار كافة النوى N_0 التي كانت موجودة في اللحظة t = 0 فهـــو $\int_0^{\infty} t l N\, dt$

ولهذا فإن متوسط العمر لنواة واحدة هو:

$$t = \frac{1}{N_0}\int_0^{\infty} t l\ N\, dt = l\int_0^{\infty} t e^{-lt}\, dt$$

وبإجراء التكامل $\int_0^{\infty} t e^{-lt}\, dt$ بالتجزئة كما يلي:

$$\int u\, dJ = u J - \int J\, du$$

حيث نفرض u = t و $d\vartheta = e^{-\lambda t} dt$ نجد:

$$T = 0.693\,\tau \quad \text{أو} \quad \lambda\,\tau = 1$$

وبالتالي نكتب قانون التفكك الإشعاعي كما يلي:

$$N = N_0\, e^{-t/\tau}$$

ونرى أنه بانقضاء الزمن $t = \frac{1}{l}$ ينقص عدد الذرات المتبقية e مرّة أي $N/N_0 = \frac{1}{e}$.

هذا ويتغير الدور T للمواد المشعة المختلفة ضمن حدود واسعة جداً: فهناك مواد تصدر أشعة α بأدوار تتراوح بين 3×10^{-7} ثانية $({}^{212}_{84}Po)$ و 5×10^{15} سنة $({}^{144}_{60}Nd)$.

إذا كان لعنصر مشع، عدة أنواع من التفككات الممكنة كالتفككات

(α, β, ….) فإنه يكون لكل نوع منها ثابت تفكك جزئي λ_i ويساوي:

$$l_i = \frac{(dN/dt)_i}{N}$$

بينما يكون للعنصر ثابت تفكك كلي λ هو مجموع ثوابت التفكك الجزئية:

$$l = \sum_i l_i = l_a + l_b + \ldots\ldots\ldots$$

ونعرف نسبة التفرع Branchment Ratio بأنها نسبة ثابت التفكك الجزئي λ_i إلى ثابت التفكك الكلي λ في العنصر المشع المفروض، أي هي: λ_i/λ.

وبما أنه يمكن التعبير عن كمية من عنصر مشع بالجرام أو الكوري فإنه من المفيد أن نجد الرابطة بين هذين المقدارين، فمن تعريف الكوري نجد عدد الذرات التي تعطي نشاطاً قدره 1Ci:

$$N = \frac{3.7 \times 10^{10}}{l} \quad atoms$$

وبما أن كتلة الذرة هي M/N_a حيث M كتلة ذرة جرامية (الكتلة المولية) وN_a عدد أفوجادرو، فالكتلة المقابلة لنشاط قدره 1Ci هي إذاً:

$$m = N\frac{M}{N_a} = 3.7 \times 10^{10}\,\frac{M}{l\,N_a}$$

والكتلة المقابلة لنشاط قدره 1Bq تساوي:

$$m = \frac{M}{\lambda\ N_a}$$

ويُقاس النشاط الإشعاعي لمادة مشعة باستخدام كواشف الإشعاع.

ولنذكر أن الجسم البشري، بسبب ما يحويه من ^{14}C و ^{40}K و ^{226}Ra، مشع قليلاً ونشاطه من مرتبة $0.25\mu Ci$.

<u>3.2 ــ التوازن الإشعاعي:</u>

بفرض N_1 عدد العناصر المشعة في اللحظة t و N_2 عدد النوى البنت المتولدة عــن N_1 وأن دوريهما هما T_1 و T_2 على الترتيب، أي:

$$N_1 \xrightarrow[\lambda_1]{T_1} N_2 \xrightarrow[\lambda_3]{T_2} N_3$$

وأن N_3 مستقرة.

لنفرض أنه في اللحظة $t = 0$ كان لدينا N_1^0 ذرة من المادة (1) ولننظر كيف تنمو المادة (2) مع الزمن بافتراض أن $N_2^0 = 0$ في اللحظة $t = 0$. لدينا حسب قانون التفكك ما يلي:

$$N_1 = N_1^0\ e^{-\lambda_1 t} \qquad (2)$$

إن العدد N_2 يعاني تحولاً مضاعفاً خلال زمن dt: فمن جهة أولى يزداد بمقــدار $\lambda_1 N_1 dt$ الذي يمثل تفكك N_1 المولد لــ N_2. ومن جهة ثانية ينقص بمقدار $\lambda_2 N_2 dt$ نتيجــة تفكــك N_2 إلى N_3 وعلى هذا يكون:

$$dN_2 = \lambda_1 N_1 dt - \lambda_2 N_2 dt$$

أو:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \qquad (3)$$

وبالتعويض عن قيمة N_1 من (2) نجد:

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1^0\ e^{-\lambda_1 t} - \lambda_2 N_2$$

نضرب طرفي هذه المعادلة بالحد $e^{\lambda_2 t}$ فنجد:

$$\frac{dN_2}{dt} e^{l_2 t} + l_2 N_2 e^{l_2 t} = l_1 N_1^0 e^{(l_2 - l_1)t}$$

أو:

$$\frac{d}{dt}(N_2 e^{l_2 t}) = l_1 N_1^0 e^{(l_2 - l_1)t}$$

وبمكاملة هذه المعادلة نجد:

$$N_2 e^{l_2 t} = \frac{l_1}{l_2 - l_1} N_1^0 \; e^{(l_2 - l_1)t} + C$$

نضرب طرفي هذه المعادلة بـــ $\exp(-\lambda_2 t)$ نجد:

$$N_2 = \frac{l_1}{l_2 - l_1} N_1^0 e^{-l_1 t} + C e^{-l_2 t}$$

وللحصول على الثابت C نجعل $t = 0$ أي أن $N_2^0 = 0$ ولذا فإن:

$$C = -\frac{l_1}{l_2 - l_1} N_1^0$$

وبالتبديل:

$$N_2 = \frac{l_1}{l_2 - l_1} N_1^0 \left(e^{-l_1 t} - e^{-l_2 t}\right) \qquad (4)$$

وتبدأ المادة N_2، بدءاً من اللحظة $t = 0$، بالنمو على حساب تفكك المادة N_1 ثم تمر بنهاية عظمى في اللحظة t_{max} التي نحددها من الشرط:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{t_{max}} = 0$$

وبالتعويض في المعادلة (3) نجد:

$$N_1 \lambda_1 = N_2 \lambda_2$$

وذلك من أجل اللحظة t_{max} فقط وتسمى الحالة السابقة التوازن المثـــالي Ideal Equilibrium والذي يتحقق من أجل اللحظة t_{max} فقط.

بعد اللحظة t_{max} يتناقص N_2 وتتوقف سرعة تناقصه على القيمة النسبية لـــ λ_1 و λ_2:

أولاً: $\lambda_1 > \lambda_2$ أي أن المادة N_1 أسرع تفككاً وبالتالي أقصر عمراً أي $T_1<T_2$. فبعد زمن كافٍ $t >> T_1$ يصبح الحد $e^{-l_1 t}$ في (4) مهملاً أمام $e^{-l_2 t}$ ويكون عندئذ:

$$N_2 = \frac{l_1}{l_1 - l_2} N_1^0 \, e^{-l_2 t}$$

أي يتفكك N_2 حسب سرعته الخاصة (التي يحددها المضروب الأسي λ_2).

ثانيـــاً: $\lambda_1 < \lambda_2$ أي أن المــــادة N_2 أســـرع تفككـــاً، فبعـــد زمـــن $t >> T_2$ يكـــون $\exp(-l_2 t) \langle\langle \exp(-l_1 t)$ونجد من المعادلة (4):

$$N_2 = \frac{l_1}{l_2 - l_1} N_1^0 \, e^{-l_1 t}$$

أي أن المادة الأم تفرض على المادة الوليدة سرعتها الخاصة، واعتمـــاداً علـــى العلاقـــة الأخيرة نكتب:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{l_1}{l_2 - l_1}$$

أي أن نسبة كميتي المادتين تبقى ثابتة، واعتماداً على المعادلة السابقة وبعد ضرب طرفيها بـــ λ_2 / λ_1، نجد:

$$\frac{l_2 \, N_2}{l_1 \, N_1} = \frac{l_2}{l_2 - l_1} \qquad (5)$$

أي أن نسبة نشاطي المادتين تبقى ثابتة، وتسمى هذه الحالـــة توازنـــاً إشـــعاعياً انتقاليـــاً Transient Equilibrium.

ثالثاً: إذا كان $\lambda_2 >> \lambda_1$ فإن المعادلة السابقة تسمح بكتابة العلاقة:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 \qquad (6)$$

أي أن نشاطي المادتين متساويين، ونحصل على ما يســـمى بـــالتوازن الـــدائم Secular Equilibrium. ولنؤكد أن المعادلة السابقة لا تصح إلا من أجل $t >> T_2$.

ويستفاد من معادلة التوازن الدائم (6) على نطاق واسع لتعيـــين أدوار المـــواد المشـــعة الطويلة الأعمار شريطة تحقق الشرط:

$$T_1 >> t >> T_2$$

وكمثال على التوازن الانتقالي نذكر التوازن بين الرادون 222 ونواتج تفككه:

$$^{222}Rn \xrightarrow[l_1]{3.8d} {}^{218}Po \xrightarrow[l_2]{3.05m} {}^{214}Pb \longrightarrow ....$$

إذ يتحول الرادون 222 إلى البولونيوم 218 ويطلق هذا الأخير جسيمات ألفا متحولاً إلـــى الرصاص 214. ونلاحظ من السلسلة السابقة أن $T_1 = 3.8d > T_2 = 3.05m$ أي أن $\lambda_2 > \lambda_1$ وبالتالي فإن البولونيوم 218 أسرع تفككاً من الرادون 222. ولذا فإنه بعد مرور نصف ساعة على عزل غاز الرادون 222 عن الراديوم 226 يصبح الحد $e^{-l_2 t}$ الخاص بـــــ ^{218}Po فـــي المعادلة (4) مساوياً 0.001 تقريباً بينما لا يختلف عندئذ الحد $e^{-l_1 t}$ الخاص بـــالرادون 222 عن الواحد إلا بمقدار زهيد إذ يساوي 0.996 أي أنه يكفي مرور نصف ساعة علـــى مـــزيج الرادون ونواتجه حتى يتفكك هذا المزيج بدور يساوي دور الرادون.

وبعد زمن t بحيث $T_1 >> t >> T_2$ فإن توازناً دائماً يحدث بحيث يكون نشاط الـــرادون 222 مساوياً لنشاط البولونيوم 218، ونكتب:

$$N_1\lambda_1=N_2\lambda_2$$

ومن الممكن تعميم النتائج السابقة: فإذا كان عمر المادة المشعة الأم أطول بكثير من عمر أنسالها كافة فإن الأسرة (أو السلسلة) تسعى نحو حالة توازن. وعندئذ يتفكك أفرادها بســـرعة تفكك المادة الأم وتكون نشاطات كافة الأفراد متساوية:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \ldots\ldots\ldots\ldots = \lambda_n N_n$$

أو:

$$\frac{N_1}{T_1} = \frac{N_2}{T_2} = \ldots\ldots\ldots\ldots = \frac{N_n}{T_n}$$

مثال (1):

إذا علمت أن دور الراديوم $^{226}_{88}Ra$ يساوي 1620 سنة ويتولد عنه الرادون 222 بعمـــر نصف 3.8 يوماً والبولونيوم 218 بعمر نصف 3.05 دقيقة والرصاص 214 بعمـــر نصـــف 26.8 دقيقة، فاحسب كتل العناصر الثلاثة الأخيرة الناتجة عن جـــرام مـــن الراديـــوم عنـــد التوازن.

الحل:

عمر نصف الراديوم 226:

$T_{Ra} = 1620\ y \quad = 5.11 \times 10^{10}\ s$

عمر نصف الرادون 222:

$T_{Rn} = 3.8\ d \quad = 328320\ s$

عمر نصف البولونيوم 218:

$T_{Po} = 3.05\ m \quad = 183\ s$

عمر نصف الرصاص 214:

$T_{Pb} = 26.8\ m \quad = 1608\ s$

ولنحسب عدد ذرات الراديوم 226:

$$N_{Ra} = \frac{6.02 \times 10^{23}}{226} = 2.66 \times 10^{21}\ atoms$$

وعند التوازن يكون:

$$\frac{N_{Ra}}{T_{Ra}} = \frac{N_{Rn}}{T_{Rn}} = \frac{N_{Po}}{T_{Po}} = \frac{N_{Pb}}{T_{Pb}}$$

ومنها نجد:

$$N_{Rn} = \frac{T_{Rn}}{T_{Ra}} N_{Ra} = 1.71 \times 10^{16}\ atoms$$

ولحساب كتلة الذرات السابقة نكتب:

$222\ g$	تحوي	6.02×10^{23} ذرة
m_{Rn}	تحوي	1.71×10^{16} ذرة

ومنه يكون لدينا من الرادون عند التوازن:

$$m_{Rn} = 6.31 \times 10^{-6}\ g$$

وبنفس الطريقة نجد من أجل البولونيوم والرصاص:

$$m_{Po} = 3.39 \times 10^{-9}\ g$$
$$m_{Pb} = 2.98 \times 10^{-8}\ g$$

4.2ــ أنواع التفكك الإشعاعي:

توجد ثلاثة أنماط للنشاط الإشعاعي تعرف بتفكك ألفا α، تفكك بيتا β وتفكك جاما γ.

1.4.2ــ تفكك ألفا:

يحدث تفكك ألفا، على الغالب، في حالة الذرات الثقيلة المشعة الموافقة للحالة:

$Z > 82$ أي في حالة العناصر المشعة الطبيعية وعناصر ما بعد اليورانيوم. وقد عــرف، حتى عام 1960 حوالي 140 نواة مشعة لجسيمات α معظمها من أجل $Z > 82$ ، منها حوالي 25 نواة طبيعية والباقي نوى صنعية.

بفرض $^{A}_{Z}x$ النواة الأم، فإن قانوني حفظ عدد النيوكلونات وحفــظ الشــحنة يســمحان بكتابة:

$$^{A}_{Z}x \longrightarrow {}^{A-4}_{Z-2}y + {}^{4}_{2}He \qquad (7)$$

وتكون النواة y الناتجة إما مستقرة أو إما غير مستقرة فيمكنها إصــدار جســيم α أو β. وهذه الأخيرة، وبعد إصدار α أو β، يمكن أن تكون في حالتها الأساسية مثل نواة البولونيوم 210 في التفكك التالي:

$$^{210}_{84}Po \longrightarrow {}^{206}_{82}Pb + {}^{4}_{2}He$$

أو في إحدى حالاتها المثارة فتعود إلى حالتها الأساسية بإصدار فوتون γ.

إذا كانت النواة البنت مثارة في مستويات مختلفة من الطاقة عوضاً عــن أن تكــون فــي حالتها الأساسية، فإن العنصر المدروس تنبثق عنه عدة مجموعات مــن جســيمات α لكــل مجموعة طاقة معينة. ويمثل الشكل (4) مخططاً لبعض الحالات المثارة للتنتال $^{208}T\ell$ النــاتج عن تفكك α بدءاً من ^{212}Bi. فالأسهم المائلة تمثل قفزات الطاقة المرتبطة بإصدارات مختلفــة لجسيمات α. وقد رسمت الأسهم السابقة مائلة إلى اليسار للتعبير عن تناقص العدد الــذري للنواة البنت. أما الأسهم الشاقولية فتمثل قفزات الطاقة بين سويتين لنواة التنتال وهي قفــزات يرافقها إصدار إشعاعات γ.

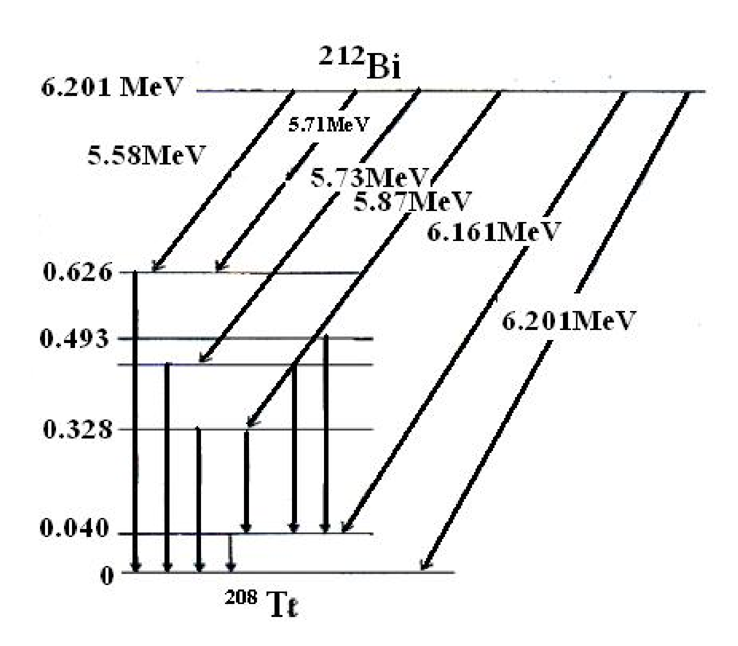
وتتراوح طاقة جسيمات α بين 4 و MeV 9 وبالتالي تتراوح سرعتها بين 14 ألــف و 20 ألف كم/ ثا، فهي أصغر من 0.1c (30 ألف كم/ ثا)، ولهذا سنستخدم الميكانيك النيوتني بــدلاً من النسبي عند دراسة تفكك ألفا.

بالعودة للمعادلة (7)، وبفرض E_i الطاقة الكلية للنواة x الساكنة قبل التفكك وأن E_f الطاقة الكلية بعد التفكك وبتطبيق قانون حفظ الطاقة نكتب:

$$E_i = E_f$$

أو:

$$M_P c^2 = M_d c^2 + K_d + m_\alpha c^2 + K_\alpha$$



الشكل (4)

حيث K_d وK_α طاقتا الحركة للنواة البنت وجسيم α على الترتيب. وبالتالي فإن:

$$Q = [M_p - M_d - m_\alpha]\, c^2 = K_d + K_\alpha$$

حيث Q طاقة التفكك الكلية وتساوي الطاقة الحركية الكلية المتاحة في هذا التفكك. وليحـــدث التفكك التلقائي، يجب أن تكون Q موجبة.

واعتماداً على ذلك فإن شرط التفكك هو:

$$M_{p.} > M_d + m_\alpha$$

ولحساب طاقة حركة جسيم α المنبعث نكتب:

$$Q = K_d + K_a = \frac{1}{2} M_d J_d^2 + \frac{1}{2} m_a J_a^2$$

حيث استخدمنا الميكانيك الكلاسيكي للتعبير عن K_α و K_d لأن سرعات جســيمات α، وكمــا رأينا، أقل من السرعات النسبية.

ومن قانون حفظ كمية الحركة، نكتب:

$$M_d \vartheta_d = m_\alpha \vartheta_\alpha$$

وبتعويض قيمة ϑ_d من هذه المعادلة بالمعادلة التي قبلها نجد:

$$Q = \frac{1}{2} M_d \left(\frac{m_a}{M_d} J_a \right)^2 + \frac{1}{2} m_a J^2 = K_a \left(\frac{m_a}{M_d} + 1 \right)$$

ومنه:

$$K_a = \frac{M_d}{M_d + m_a} Q$$

ومن المقبول أن نعوض عند M_d بـــ $A - 4$ وعن $m_\alpha + M_d$ بـــ A فنجد:

$$K_a \approx \frac{A-4}{A} Q$$

ونظراً لأن A كبير عادةً فإن $(A - 4) / A \approx 1$، أي:

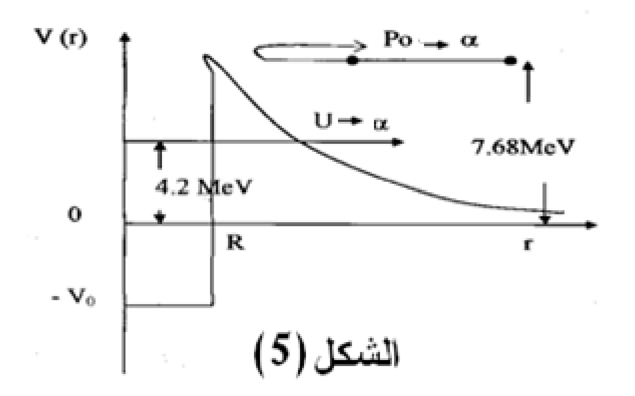
$$K_\alpha \approx Q$$

أي أن جسيمات α المنبعثة تحمل معظم طاقة التفكك Q، وبالتالي فإن طاقة ارتداد النـــواة البنت مهملة، $K_d \approx 0$.

إن فهم إصدار جسيمات ألفا متعذر اعتماداً على الميكانيك الكلاسيكي، ويشكل المثال التالي إيضاحاً لما نقول.

تتفكك نواة البولونيوم 214 بإصدار جسيمات α بطاقة 7.68 MeV. وعنـــد ورود هـــذه الجسيمات على رقاقة من اليورانيوم 238 لوحظ أنها تشتت، أي أن نواة اليورانيوم $^{238}_{92}U$ لا تمتص جسيمات ألفا الساقطة عليها وذلك لأن طاقتها 7.68 MeV غير كافية لاختراق حـــاجز كولون التنافري بينهما كما هو موضح في الشكل (5).

من جهة أخرى نجد أن نواة اليورانيوم 238 تتفكك بإصدار جسيمات ألفا بطاقـــة 4.2 MeV. ونرى، كما هو موضح بالشكل (5)، أن الطاقة السابقة ليست كافية لتتغلب على حاجز الجهـــد الكولوني التنافري، ويتمثل التناقض في أن جسيمات ألفا الصادرة عن البولونيوم 214 وبطاقة 7.68MeV لا تستطيع اختراق حاجز كولون، بينما جسيمات α الصادرة عن نواة اليورانيـــوم ^{238}U تستطيع ذلك بالرغم من أن طاقتها أقل من تلك الصادرة عن نواة البولونيوم 214.



الشكل (5)

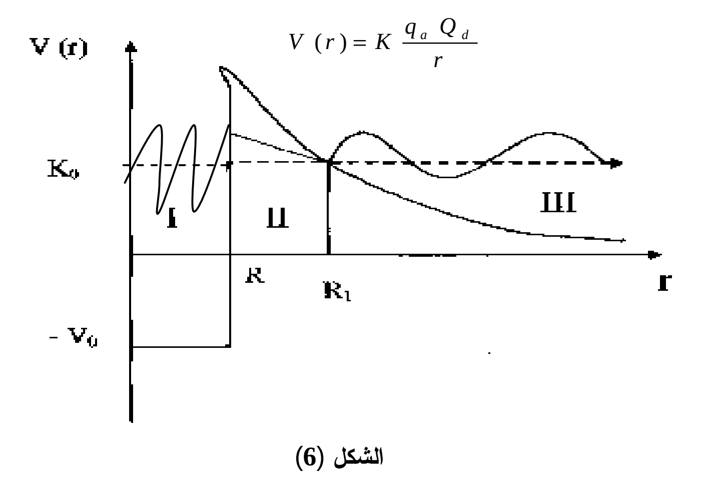
وقد تم تفسير التناقض السابق اعتماداً على ميكانيك الكم. وكان من أولى نجاحات ميكانيك الكم هي تطبيقه على تفكك ألفا، وقد قام بذلك، عام 1928، جاموف Gamow وغيره. وفيما يلي شرح مبسط لنظرية تفكك ألفا حسب ميكانيك الكم.

1.1.4.2ــ نظرية تفكك جسيمات ألفا:

يفسر ميكانيك الكم عملية تفكك ألفا اعتماداً على الفرضين التاليين:

1ــ يمكن أن يتواجد جسيم α داخل النواة كوحدة قائمة بذاتها.

2ــ يكون جسيم ألفا في حركة دائمة داخل النواة وواقعاً تحت تأثير جهد مماثل للجهد المبين في الشكل (6).



الشكل (6)

وتكون حركة جسيم ألفا محدودة بالحجم الكروي الناتج عن جهد النواة البنت ويتحرك جسيم ألفا جيئة وذهاباً داخل حاجز الجهد، وعند لحظة تكون فيها الظروف مهيئة يخرج جسيم ألفا من حاجز الجهد. وحسب الميكانيك التقليدي فإن طاقة جسيم ألفا ليست كافية ليتسلق حاجز الجهد ويخرج من النواة. أما حسب ميكانيك الكم، فإن احتمال وجود جسيم ألفا في عنصر الحجم dv يتعين بالجداء $\Psi^{*}dv\ \Psi$ حيث Ψ هو التابع الموجي الذي يمثل الجسيم α بتابعية الإحداثيات والزمن. ونظراً لاستمرار Ψ فإن احتمال وجود الجسيم في المنطقة II من الشكل (6) غير معدوم، كما لو كان هناك ثقب في هذا الحاجز الجهدي. وتسمى ظاهرة اختراق جسيمات ألفا للحاجز الكولوني بمفعول النفق Tunneling Effect. ويحسب احتمال مرور الجسيم عبر الحاجز الجهدي انطلاقاً من معادلة شرودنجر (انظر الملحق A)، وقد تبين أن هذا الاحتمال D، والمسمى غالباً نفاذية الحاجز الجهدي، يساوي:

$$D = \exp\left[-\frac{2\sqrt{2m_a}}{\mathbf{h}} \int_{R}^{R_1} \sqrt{V(r) - K_a}\ dr\right]$$

حيث (r) V طاقة الجسيم الكامنة، K_α طاقته الحركية، m_α كتلته، ħ ثابت بلانك مقسوماً على 2π، R و R_1 معرفان بالشكل (6).

وفي وسعنا الآن حساب احتمال التفكك أي إصدار جسيم α في الثانية الواحدة. فيكفي ضرب D بـ n عدد تصادمات جسيم α بالحاجز الجهدي في الثانية.

ويمكن حساب عدد التصادمات في الثانية الواحدة بقسمة متوسط سرعة الجسيم على قطر النواة، أي عدد التصادمات في الثانية الواحدة يساوي:

$$n = \frac{J}{2R} \quad = \sqrt{K_a\ /2\,m_a\ R^2}$$

وبالتالي احتمال تفكك λ يُعطى بالعلاقة:

$$l\ = nD\ = \sqrt{K_a\ /2m_a\ R^2}\ \exp\left[-\frac{2\sqrt{2m_a}}{\mathbf{h}} \int_{R}^{R_1} \sqrt{V(r) - K_a}\ dr\right]$$

وتفسر العلاقة السابقة تابعية احتمال تفكك α للطاقة K_α.

وكما نرى فإنه بازدياد طاقة جسيمات α يزداد احتمال التفكك بل يزداد بسرعة كبيرة.

وسبب هذا هو أن التابع الأسي في العلاقة السابقة يتوقف بشدة على المقادير الداخلة في الأس أي على التكامل الذي يتوقف بدوره على $R_1 - R$ المسمى عرض الحاجز الجهدي، وعلى ارتفاع الحاجز فوق K_α أي على $V(r) - K_\alpha$. فكلما زاد هذان المقداران نقص احتمال النفوذ عبر الحاجز. فعند ما تزداد K_α ينقص كلا المقدارين المذكورين فينقص الأس ويزداد λ بشدة نتيجة لذلك. ولا تكشف مقارنة العلاقة الأخيرة بالمعطيات التجريبية عن اتفاق كيفي فسحب بل وعلى اتفاق كمي جيد أيضاً.

ولكن لماذا يخرج جسيم α دون سواه كالبروتون أو الديترون أو حتى نواة $^{6}_{3}Li$؟ الجواب هو أن طاقة ارتباط جسيم α كبيرة جداً 28.3 MeV. ويتبع هذا أن الطاقة المحررة عند مغادرة جسيم α النواة تكون عظمى.

<u>مثال (2):</u>

احسب جهد كولون المؤثر على جسيم ألفا عند سطح نواة البولونيوم $^{212}_{84}Po$ لحظة انطلاقه منها، ماذا تستنتج؟

الحل:

النواة الناتجة هي نواة الرصاص $^{208}_{82}Pb$. ولحساب جهد كولون

$$V(r) = K\frac{qQ}{r}$$

نحسب $r = R_\alpha + R_{Pb}$

$$R_\alpha = r_0 A^{1/3} = 1.2\ (4)^{1/3} = 1.9\ F$$

$$R_{Pb} = r_0 A^{1/3} = 1.2\ (208)^{1/3} = 7.1\ F$$

وبالتالي فإن $r = 9F = 9 \times 10^{-15}\ m$

ومنه:

$$V_0 = 9 \times 10^9 \frac{2e^2\ 82}{9 \times 10^{-15}} = 4.2 \times 10^{-12}\ J = 26.25\, MeV$$

إن جسيم α المنطلق من البولونيوم 212 يملك طاقة حركة تساوي 5.3 MeV. وبما أن هذه الطاقة تقاس عادة على بعد كبير من النواة (مقارنة مع نصف قطر النواة) فإنه يمكن

اعتبار أن الطاقة الكامنة تساوي الصفر. ولكن عند سطح النواة فإن الطاقة الكامنـــة تســـاوي 26.25 MeV فكيف تنطلق جسيمات α بطاقة 5.3 MeV؟

لكي يصدر جسيم ألفا حسب الفيزياء الكلاسيكية يجب أن تزيد طاقة حركتـــه (أو تســـاوي على الأقل) ارتفاع جهد الحجز والذي في حالة البولونيوم 212 يســـاوي 26.25 MeV، لكـــن يمكن تفسير عملية تفككα حسب النظرية الكمية، وهذا ما قمنا به في الفقرة السابقة.

مثال (3):

بيّن أيٌّ التفككات التالية ممكن

آ) $${}^{232}_{90}Th \longrightarrow {}^{228}_{88}Ra + {}^{4}_{2}He$$
$$232.0380u \qquad 228.0311u \qquad 4.0026u$$

ب) $${}^{232}_{90}Th \longrightarrow {}^{229}_{89}Ac + {}^{3}_{1}H$$
$$229.0329u \qquad 3.0160u$$

ج) $${}^{232}_{90}Th \longrightarrow {}^{226}_{87}Fr + {}^{6}_{3}Li$$
$$226.0294u \qquad 6.0151u$$

ماذا تستنتج؟

الحل:

آ) $$Q_\alpha = (232.0380 - 228.0311 - 4.0026)\ u\, c^2$$
$$= 4\ MeV$$

أي $Q_\alpha > 0$ والتفكك ممكن.

ب) $$Q_H = (232.038 - 229.0329 - 3.0160)\ u\, c^2$$
$$= -10\ M\,eV$$

أي أن $Q_H < 0$ والتفكك غير ممكن.

جـ) $$Q_{Li} = (232.038 - 226.0294 - 6.0151)\ uc^2$$
$$Q_{Li} = -6\ MeV$$

أي أن $Q_{Li} < 0$ والتفكك غير ممكن

إن متوسط طاقة الارتباط ε_H لنظير الهيدروجين 3 ومتوسط طاقة الارتباط ε_{Li} لنظير الليثوم، أصغر من متوسط طاقة الارتباط لنظير الهيليوم 4. ولهذا فإن مقدرة جسيم α على مغادرة النواة ^{232}Th تكون عظمى، مقارنة مع النظائر الأخرى. تأكد من ذلك بحساب متوسط طاقات الارتباط ε_{Li} , ε_{He} , ε_H.

2.4.2 ــ تفكك بيتا Beta Decay

يتميز هذا النمط بتحولات آيزوبارية (أي يبقى عدد النيوكلونات ثابتاً) مصحوبة بإصدار الكترونات سالبة أو موجبة أو أسر الكتروني.

ويحدث تفكك بيتا بسبب خلل في النسبة بين البروتونات والنيوترونات في النواة حيث لا تملك هذه الأخيرة طاقة كافية لإصدار نيوكلون أو أكثر لتعديل تلك النسبة؛ فيتحول بروتون لنيوترون أو يحدث العكس لتصبح النواة أكثر استقراراً. وتوجد، وكما أشرنا، ثلاث عمليات مختلفة يمكن للنواة من خلالها تغيير هذه النسبة هي:

1.2.4.2ــ تفكك بيتا السالب:

يتحول، في التفكك، نيوترون إلى بروتون داخل النواة كما يلي:

$$ {}_0^1n \longrightarrow {}_1^1H + {}_{-1}^{0}e \qquad (8)$$

ويؤدي هذا لزيادة عدد البروتونات في النواة ${}_Z^A c$، واعتماداً على قانوني حفظ عدد النيوكلونات والشحنة نكتب:

$$ {}_Z^A c \longrightarrow {}_{Z+1}^{A} y + {}_{-1}^{0}e \qquad (9)$$

واعتماداً على قانون حفظ الطاقة نكتب:

$$M_p\, c^2 = M_d\, c^2 + K_d + m_e\, c^2 + K_e$$

وكما برهنا، في تفكك α أن طاقة ارتداد النواة البنت مهملة فإن K_d طاقة ارتداد النواة ${}_{Z+1}^{A} y$ مهملة. وبالتالي نكتب:

$$(M_P - M_d - m_e)\, c^2 = K_e$$

وبالتعويض، في العلاقة السابقة، عن كتل النوى بكتل الذرات الموافقة باستخدام العلاقتين:

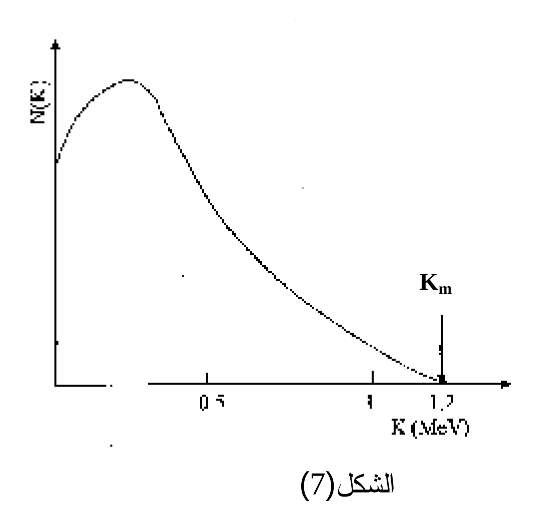
$$M(Z) = M_P + Zm_e$$

$$M(Z+1) = M_d + (Z+1)\, m_e$$

نجد أن طاقة تفكك بيتا السالب تعطى بالعلاقة:

$$Q = [M(Z) - M(Z+1)]c^2 = K_e \qquad (10)$$

ويتضح من العلاقة السابقة أن طاقة جسيم β^- يجب أن تساوي قيمة محددة من الطاقة. ولكـــن تبين التجربة أن طاقة جسيم β^- تتغير من الصفر إلى قيمة عظمى K_m قيمتها تتبع للنـــواة الأم كما في الشكل (7)، الذي يمثل طيف أشعة β^- المنطلقة من البزموت ${}^{214}_{83}Bi$ حيث يلاحظ أن الطاقة العظمى لجسيمات β^- تساوي 1.2MeV تقريباً.



الشكل(7)

ولتفسير الحالة السابقة فرض باولي وجود النيوترينو u_e ومضاده $\bar{u}_e$ والـــذي يجـــب أن يظهر في المعادلتين (8) و(9). واعتماداً على ذلك نعيد كتابه المعادلتين السابقتين كما يلي:

$${}^{1}_{0}n \longrightarrow {}^{1}_{1}H + {}^{0}_{-1}e + \bar{u}_e$$

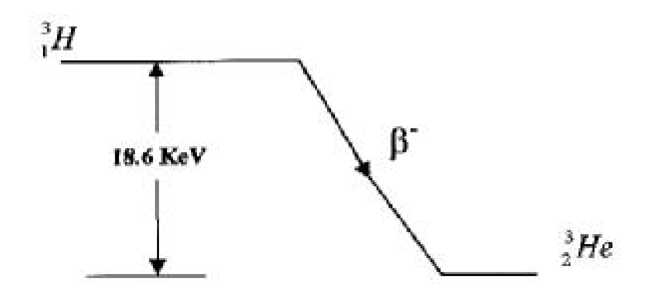
$${}^{A}_{Z}c \longrightarrow {}^{A}_{Z+1}c + {}^{0}_{-1}e + \bar{u}_e$$

وبالتالي نعيد كتابة المعادلة (10) كما يلي:

$$Q = K_e + K_{\bar{u}} = K_m$$

حيث K_m الطاقة العظمى للالكترون عندما تكون $K_{\bar{u}} = 0$، أو الطاقة العظمـــى لمضـــاد النيوترينو عندما تكون $K_e = 0$.

ومن أشهر الأمثلة على تفكك β^- تفكك التريتيوم ${}^{3}_{1}H$ نظير الهيدروجين الثقيل إلى هيليـــوم 3 كما يلي:



الشكل (8)

$$^3_1H \longrightarrow {}^3_2He + {}^0_{-1}e + \bar{u}_e$$

ويمثل التفكك السابق كما في الشكل (8)، حيث يدل ميلان مستويات الطاقة إلـــى اليمـــين على زيادة العدد الذري.

وتعتبر عملية تفكك β^- أكثر عمليات تفكك بيتا شيوعاً.

وبما أن K_e في المعادلة (10) موجبة فإن شرط تفكك β^- هو:

$$M(Z) > M(Z+1) \qquad (11)$$

2.2.4.2 ـــ تفكك بيتا الموجب:

في هذا التفكك يتحول بروتون إلى نيوترون داخل النواة كما يلي:

$$^1_1H \longrightarrow {}^1_0n + {}^0_1e + u_e$$

وبما أن كتلة البروتون أصغر من كتلة النيوترون فإن هذه العملية لا يمكن أن تتم تلقائيـــاً ولا بد من أن تزود النواة البروتون بطاقة حيث نكتب عملية التفكك كما يلي:

$$^A_Z c \longrightarrow {}^A_{Z-1}y + {}^0_1e + u_e$$

ونبرهن كما برهنا في تفكك بيتا السالب أن طاقة تفكك بيتا الموجب تعطى بالمعادلة:

$$Q = [M(Z) - M(Z-1) - 2m_e]c^2 = K_m$$

وبالتالي فإن شرط تفكك β^+ يُعطى كما يلي:

$$M(Z) > M(Z-1) + 2m_e \qquad (12)$$

ويمكن تفسير إصدار β^+ كما يلي: إذا كانت الطاقة المسببة لإثارة النواة $^{A}_{Z}c$ أكبـــر مـــن $2m_ec^2$ يمكن لجزء من هذه الطاقة مقداره $2m_ec^2$ أن يتحول لمادة وينتج زوجاً (e^+ , e^-) كما يلي:

$$2\, m_e\, c^2 \;\rightarrow\; e^- + e^+$$

فيتفاعل الالكترون e^- مع بروتون في النواة كما يلي:

$$^{1}_{1}H + {}^{0}_{-1}e \longrightarrow {}^{1}_{0}n + u_e$$

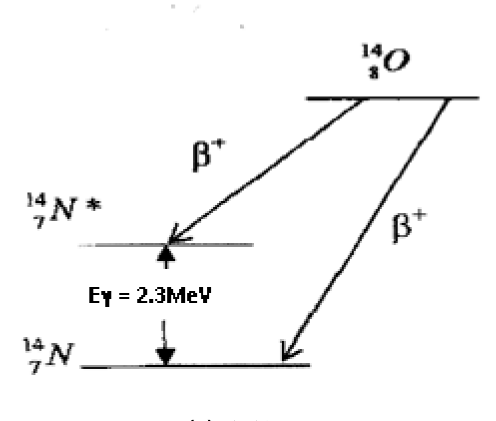
وينطلق البوزيترون e^+، حيث يمكن أن نكتب:

$$({}^{1}_{1}H + {}^{0}_{-1}e) + {}^{0}_{1}e \longrightarrow {}^{1}_{0}n + {}^{0}_{1}e + u_e$$

ويعتبر نظير الأوكسجين $^{14}_{8}O$ أهم مصادر β^+ حيث يتفكك كما يلي:

$$^{14}_{8}O \longrightarrow {}^{14}_{7}N + {}^{0}_{1}e + u_e$$

وتتم العملية السابقة بطريقتين مختلفتين كما في الشكل (9) (ويدل ميلان مستويات الطاقـــة إلى اليسار إلى نقصان العدد الذري):



الشكل (9)

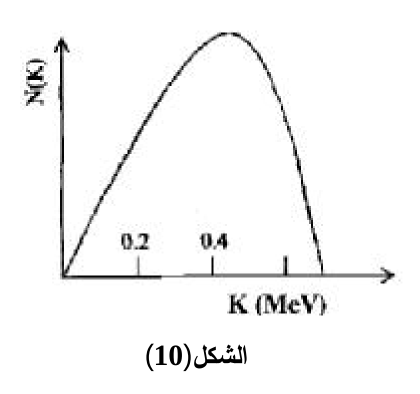
1ــ تنطلق أشعة β^+ بطاقة عظمى تساوي 1.8 MeV حيث تتحول نواة الأوكسجين إلـــى النواة $^{14}_{7}N^*$ المثارة حيث تطلق أشعة جاما لتصل بعد ذلك للاستقرار.

2ــ تنطلق أشعة β^+ بطاقة 4.1 MeV وتتحول النواة ^{14}O إلى نواة النيتروجين المستقرة.

ويبين الشكل (10) طيف أشعة β^+ الصادر عن النحاس $^{64}_{29}Cu$. ويتضح من هذا الشكل الخلاف بين هذا الطيف وطيف أشعة β^- (شكل 6)، حيث يُلاحظ نقصان كبير في عدد البوزيترونات من أجل الطاقة المنخفضة مقارنة مع عدد الالكترونات في الشكل (7).

ويمكن فهم هذا الاختلاف بدفع النواة للبوزيترونات فتزيد من سرعتها. وعلى العكس، في تفكك β^-، فإن النواة تجذب الالكترونات مما ينقص من سرعتها.

وتعتبر المصادر الإشعاعية التي تعطي أشعة بيتا الموجبة نادرة الوجود في الطبيعة، ولكن يمكن إنتاجها صناعياً.



الشكل(10)

3.2.4.2 ـ الأسر الالكتروني Electron Capture EC

إذا كانت نسبة البروتونات في النواة كبيرة نسبياً وكانت الطاقة المسببة لإثارة النواة $^{A}_{Z}c$ (أي Q طاقة التفكك) أصغر من $2m_ec^2$ فلا يتحقق شرط إطلاق أشعة β^+. فيمكن للنواة أن تأسر الكتروناً من الطبقة K الأقرب للنواة، ويتفاعل الالكترون مع أحد البروتونات حسب المعادلة:

$$^{1}_{1}H \quad + \quad ^{0}_{-1}e \quad \longrightarrow \quad ^{1}_{0}n \qquad + \quad u$$

أو نكتب:

$$^{A}_{Z}c \quad + \quad ^{0}_{-1}e \quad \longrightarrow \quad ^{A}_{Z-1}y \quad + \quad u$$

وتعتبر هذه العملية، والتي تعرف بأسر الكترون، مكافئة لإطلاق جسيم β^+، وذلك لأن امتصاص الكترون مكافئ لإنطلاق بوزيترون.

وتعطى طاقة التفكك بالمعادلة:

$$Q = [M(Z) - M(Z-1)]c^2 - B_K(Z-1) = K_m$$

حيث $B_K(Z-1)$ طاقة ارتباط الكترون من الطبقة K في الـــذرة التـــي عـــددها الـــذري $(Z-1)$.

وبالتالي فإن شرط الأسر الالكتروني EC يُعطى كما يلي:

$$[M(Z) - M(Z-1)]c^2 > B_k(Z-1) \qquad (13)$$

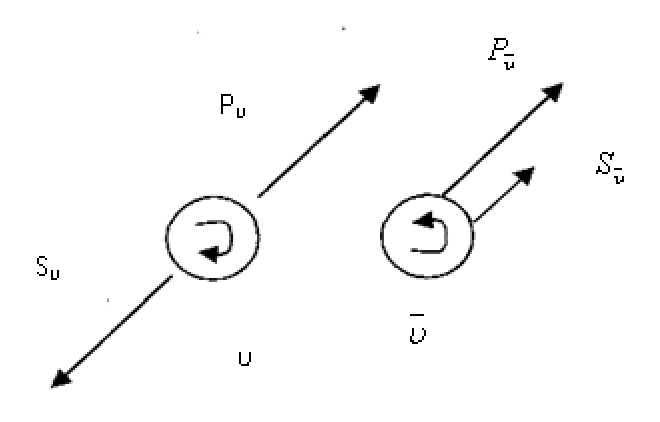
تجدر الإشارة هنا إلى أن تفكك β^+ والأسر الالكتروني هما تحـــولان يســـمحان للنـــواة $M(Z)$ بالتحول إلى النواة البنت $M(Z-1)$ أي أنهما تحولان لنفس الآيزوبـــار. وبمـــا أن $B_K(Z-1) < 2m_e c^2$ فإنه يمكن القول إن تحقق الشرط (12) يعني التحقق الحتمـــي للشـــرط (13). لكن عندما يكون:

$$B_k(Z-1) < [M(Z) - M(Z-1)]c^2 < 2m_e c^2$$

فإن حادثة الأسر الالكتروني هي الممكنة فقط.

لنذكر أخيراً أن الطاقة المحررة أثناء تفكك β تتراوح بين 18.6 keV و 13.4 MeV (في تحول ${}^{12}_{5}B$ إلى ${}^{12}_{6}C$). ولهذا فإن سرعة جسيمات β تتراوح بـــين 0.25c و 0.999c فهـــي أكبر من 0.1c. وبالتالي فإن سرعات جسيمات β سرعات نسبية. ولذلك لا تصلح الفيزيـــاء الكلاسيكية لدراسة حركة هذه الجسيمات ويجب استخدام الفيزياء النسبية.

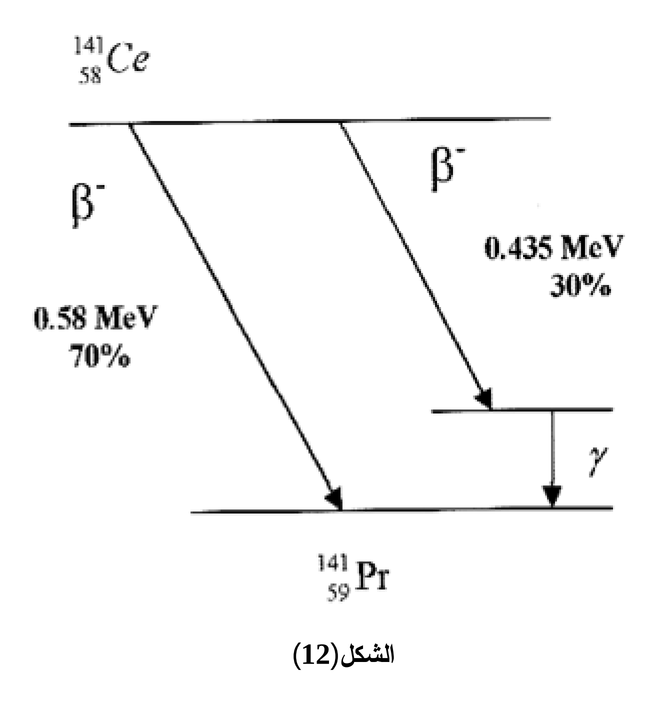
ولنذكر أيضاً أن النيوترينو ν ومضاده $\bar{u}$ ليس لهما شحنة وكتلة كلٍّ منهمـــا معدومـــة أو تقريباً تساوي الصفر. والفرق بينهما هو أن السبين وكمية الحركة متعاكسان فـــي النيوترينـــو ومتفقان في الجهة في مضاد النيوترينو كما في الشكل (11).



الشكل (11)

مثال (4)

بالاعتماد على الشكل(12) احسب كتلة النواة ${}^{141}_{58}Ce$ ثم احسب الطاقة الحركيـــة للنـــواة المرتدة K_d عندما يكون $K_m = 0.58$ MeV علماً أن كتلة البراسوديميوم $M_{pr} = 140.9076u$



الشكل(12)

الحل:

أولاً: نحسب كتلة نواة السيريوم اعتماداً على طاقة التفكك:

$$Q = [M(58) - M(59)]c^2 = 0.58 \text{ MeV} \Rightarrow$$

$$M(58) = [M(59) + \frac{0.58}{931.48}] = 140.9082\ u$$

وهذه هي طريقة التفكك الإشعاعي لقياس كتلة النواة والتي ذكرناها في الفصل الأول.

ثانياً: من أجل الطاقة العظمى K_m يكون $P_{\bar{n}} = 0$ وبالتالي فإن حفظ كمية الحركة يـؤدي إلى:

$$P_m = P_d$$

حيث P_m كمية الحركة لجسيم β^- و P_d كمية الحركة للنواة المرتدة.

وأيضاً لدينا $P_d^2 = 2M_d K_d$ أي $P_m^2 = 2M_d K_d$

وبما أن β^- جسيم نسبي فإن كمية حركته P_m تحقق العلاقة:

$$P_m^2 c^2 = K_m (K_m + 2m_e c^2)$$

وبالتعويض عن قيمة P_m^2 نجد:

$$2M_d K_d c^2 = K_m (K_m + 2m_e c^2)$$

ومنه:

$$K_d = \frac{1}{2M_d c^2} K_m (K_m + 2m_e c^2)$$

$$= \frac{0.58\ (0.58 + 2 \times 0.51)}{2 \times 141 \times 931.48}$$

$$= 3.53 \times 10^{-6} \text{ MeV}$$

أي أن طاقة الحركة K_d للنواة المرتدة صغيرة جداً وهي مهملة.

4.2.4.2 ــ نظرية تفكك بيتا:

في عام 1932، استخدم فيرمي Fermi فرضية النيوترينو لباولي لوضع نظريـة تفسـر أطياف الطاقة لتفكك β (الشكلان 7 ، 10). وطبقاً للنظرية السابقة، فإنه يوجـد تفاعـل بـين النيوترون والالكترون ومضاد النيوترينو (أو البروتون والبـوزيترون والنيوترينـو) يجعـل النيوترون يتحول إلى بروتون (أو البروتون إلى نيوترون)، وفي نفس الوقت يخرج الالكترون ومضاد النيوترينو (أو البوزيترون والنيوترينو).

وهذا التفاعل ضعيف جداً، له مدى قصير جداً أو حتى ربما يكون تفاعلاً نقطيـــاً. وهـــذا التفاعل الذي ينتج عنه تفكك β يُسمى التفاعل الضعيف Weak Interaction. وحسب نظريـــة فيرمي السابقة، فإن ثابت تفكك بيتا يعطى بالمعادلة التالية:

$$\lambda = |P|^2 \; \frac{g^2 \; (m_0 \, c^2)^5}{2\pi^3 \, \hbar^7 \, c^6} \; f \; (Z \, , W_0)$$

حيث:

$|P|^2$: مربع عنصر مصفوفة الانتقال.

g: ثابت فيرمي، حيث $g \approx 10^{-49}\ cm^3 \, . \, erg$.

m_0c^2: الكتلة السكونية للالكترون.

$f\ (Z,\ W_0)$: تابع فيرمي التكاملي والذي يتبع لشحنة النواة Z وطاقة التفكـــكW_0 وإشـــارة جسيم β.

واعتماداً على المعادلة السابقة وعلى العلاقة بين λ ومتوسط العمر $\lambda = 1/\tau$، نكتب:

$$f\,(Z,W_0)\ .t \; = \frac{2\pi^3 \; \hbar^7 \, c^6}{|\,P\,|^2 \;\; g^2\,(m_0\,c^2)^5}$$

فمن أجل نواة معينة، مصدرة لجسيمات β، فإنه بالإمكان قياس τ وطاقة التفكك تجريبيـــاً وبالتالي نتمكن من تحديد الجداء $f\ (z,\ w_0).\tau$ الذي يتبع لمربع عنصر المصفوفة $|p|^2$.

3.4.2 ــ **تفكك جاما** Gamma Decay:

عندما تتفكك نواة بإصدار جسيمات ألفا أو بيتا أو أية جسيمات أخرى فإن النـــواة البنـــت تكون في مستوٍ مثار. فإذا كانت طاقة الإثارة للنواة البنت غير كافية للتفكك بخـــروج جســـيم آخر فإنها تتفكك بوساطة إحدى الطرق التالية:

أ ــ إصدار أشعة جاما،

ب ــ التحول الداخلي.

جـــ ــ توليد زوج: الكترون ــ بوزيترون.

إن التفكك عن طريق إصدار أشعة جاما أو التحول الداخلي هو الغالب في معظم الأحيان. أما توليد الزوج فيحدث من أجل الطاقات الأكبر من 1.02 MeV والذي يحدث في حالة النوى

الخفيفة. وسنتحدث الآن عن إصدار أشعة جاما والتحول الداخلي ونترك حادثة توليد الزوجين للفصل الرابع.

1.3.4.2 ـ إصدار اشعة جاما Gamma Rays Emission:

لنفرض النواة M ساكنة قبل إصدار أشعة جاما، لكن بعد الإصدار لأشعة جامـــا hν فإن النواة البنت m ترتد بطاقة حركة K_r كما في الشكل (13).

واعتماداً على قانون حفظ الطاقة نكتب:

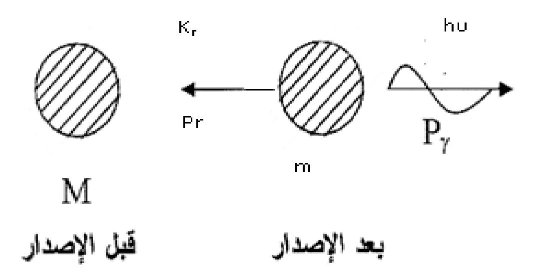
$$Mc^2 = mc^2 + K_r + h\nu \qquad (14)$$

واعتماداً على قانون حفظ كمية الحركة فإن:

$$P_r = P_\gamma$$

واعتماداً على ما سبق نكتب طاقة الحركة K_r كما يلي:

$$K_r = \frac{P_r^2}{2m} = \frac{P_g^2}{2m} = \frac{(hn)^2}{2mc^2}$$



الشكل (13)

ومن أجل نواة متوسطة الكتلة (A = 50) تصدر فوتونات جاما بطاقة 1 MeV نجد:

$$K_r = \frac{(1MeV)^2}{2\times 50\times 931\ MeV} = 10.7\ eV$$

وبالتالي فإن طاقة ارتداد النواة البنت K_r يمكن إهمالها. ولذا فإن المعادلة (14) تكتب كما يلي:

$$hn \cong (M - m)c^2$$

فإذا فرضنا أن $E_i = M c^2$ الحالة الابتدائية للنواة و $E_f = m c^2$ الحالة النهائية للنواة فإن:

$$h\nu = \Delta E = E_i - E_f$$

ونستنتج من ذلك أن طيف أشعة جاما الصادر عن النوى المثارة يتكون من طاقة محـــددة، أي أنه طيف خطي. ويدل هذا على أن النواة مثلها مثل الذرة لها مستويات محددة.

2.3.4.2 ــ التحول الداخلي Iuternal Canvesion

التحول الداخلي هو شكل آخر لتفكك جاما. فإذا كان لدينا نواة في حالة إثارة، فبدلاً مـــن أن تصدر أشعة جاما فإنها يمكن أن تتفكك عن طريق إعطاء طاقة بإثارتهـــا الكتـــرون مـــن الطبقة K قريب منها.

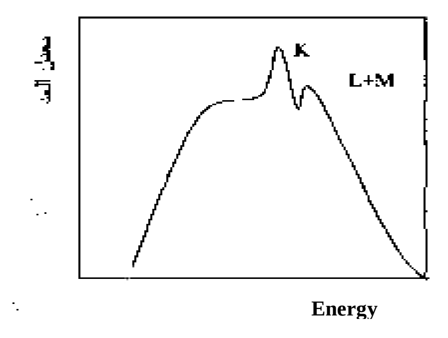
وعلى ذلك فإن هذا الالكترون يترك مداره ويخرج من الذرة. وتسمى هـــذه الالكترونـــات بالكترونات التحول Conversion Electrons. وطاقة حركة الكتـــرون التحـــول K_e تعطـــى بالعلاقة:

$$K_e = \Delta E - I_B$$

حيث: $\Delta E = h\nu = E_i - E_f$ هي طاقة أشعة جاما التي كان يمكن أن تصدر بها لـــو أنهـــا خرجت من النواة، و I_B هي طاقة ارتباط الالكترون في الذرة.

والذي يجب الإشارة إليه هنا هو أن الكترونات التحول تظهر كطيف خطي متوضع علـــى طيف أشعة بيتا المستمر كما هو موضح في الشكل (14):

وإذا كان لدينا عينة مشعة تصدر فوتونات جاما عددها N_γ بالإضـــافة إلـــى عـــدد مـــن الكترونات التحول مقدارها N_e في نفس الوقت، فإن النسبة N_e / N_γ تسمى معامل التحول α، ونكتب: $\alpha = N_e / N_\gamma$



الشكل (14)

وإذا كان N_e هو عدد الكترونات التحول من الطبقة K فإن معامل التحول α يُرمز له بـــ α_K.وبالمثل فإن α_L هو معامل التحول من الطبقة L... الخ. وعند خروج الكترون من المدار K عن طريق التحول الداخلي أو الأسر الالكتروني فإنه يحدث فراغ في هذا المـــدار. ويمـــلأ هذا الفراغ في المدار K بوساطة الكترون يأتي من المدار L وتنبعث أشعة X المميزة تساوي طاقتها:

$$h\nu_x = I_K - I_L$$

حيث I_K و I_L هما طاقة ارتباط الالكترون في الطبقة K و L على الترتيب.

3.3.4.2 ــ ثابت تفكك جاما:

يتطلب تفكك جاما، لنواة مثارة، بعضاً من الوقت كالوقت الذي تحتاجه ذرة محرَّضـــة. إن أدوار تفكك الذرات المحرَّضة من رتبة 10^{-8}s، من أجل الكترونات التكافؤ، و 10^{-15}s من أجل الثقوب الناتجة عن طرد الكترون من الطبقة الداخلية للذرة. بينمـــا أدوار الحـــالات النوويـــة المثارة تتراوح بين 10^{-16}s و 100 سنة من أجل إصدار أشعة جاما.

يمكن تقدير هذه الأدوار اعتماداً على اعتبارات نصف كلاسيكية. فاعتماداً على معـــادلات ماكسويل، يمكن أن نبين أن معدل الطاقة الصادرة عن شحنة نقطية e مســـرَّعة بتســـارع a يُعطى بالمعادلة:

$$\frac{dE}{dt} = k\ \frac{2}{3}\ \frac{e^2 a^2}{c^3} \qquad (15)$$

حيث k ثابت كولون.

هذه العلاقة ليست صالحة من أجل التوزيع الممتد للشحنة لأنه يجب علينا في هذه الحالـــة أخذ مفاعيل التداخل.

وللسهولة نفرض أن الشحنة التي تشع طاقة (الكترون في الذرة أو بروتون فـــي النـــواة) تهتز حسب حركة توافقية بسيطة:

$$\chi = \chi_0 \cos \omega t$$

حيث χ_0 هي سعة الاهتزاز التي يمكن اعتبارها هنا على أنها تساوي نصف قطر الذرة أو النواة R.

ويمكن حساب التسارع a بمفاضلة المعادلة السابقة مرتين، فنجد:

$$a = -\chi_0\, \omega^2 \cos \omega t$$

أو:

$$a = -R\, \omega^2 \cos \omega t$$

وبالتعويض في المعادلة (15) نجد:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{ave} = \frac{k}{3} \cdot \frac{e^2\ R^2\ w^4}{c^3} \qquad (16)$$

حيث:

$$(\cos^2 wt)_{ave} = \frac{1}{2}$$

إن المعادلة (16) تم الحصول عليها اعتماداً على معادلات ماكسويل الكلاسيكية، لكن يجب أن نأخذ بعين الاعتبار أن الإشعاع الكهرطيسي ينطلق على شكل كمات Quanta كلٌّ منها بطاقة قدرها ħω خلال فترة زمنية τ، أي أن:

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{ave} = \frac{\hbar w}{t}$$

من هذه المعادلة والمعادلة (16) نجد:

$$t = \frac{3}{k} \cdot \frac{\hbar^4 c^3}{e^2\ R^2\ E^3}$$

حيث τ متوسط العمر و $E = \hbar\omega$.

وبما أن $\tau = 1/\lambda$ فإن:

$$l = \frac{k}{3} \cdot \frac{e^2\ R^2\ E^3}{\hbar^4 c^3}$$

مثال (5):

احسب عمر النصف لذرة محرَّضة ($R \approx 5\times10^{-10}$m) تصدر فوتوناً طاقته 1eV، وعمر النصف لنواة ($R \approx 10^{-15}$m) تصدر فوتوناً طاقته 1MeV.

$k = 9 \times 10^9\ N.m^2/C^2$ ، $e = 1.6 \times 10^{-19}C$

الحل:

نطبق المعادلة الأخيرة بالنسبة للذرة:

$$l = \frac{9\times10^9}{3} \cdot \frac{(1.6\times10^{-19})^2 \ (10^{-10})^2 \ (1.6\times10^{-19})^3}{(1.05\times10^{-34})^4 \ (3\times10^8)^3} \approx 10^6 \, s^{-1}$$

ومنه

$$T = \frac{0.693}{l} \approx 7\times10^{-7} \, s$$

ونجد بالنسبة للنواة:

$$l = \frac{9\times10^9}{3} \cdot \frac{(1.6\times10^{-19})^2 \ (5\times10^{-15})^2 \ (1.6\times10^{-13})^3}{(1.05\times10^{-34})^4 \ (3\times10^8)^3} \approx 2\times10^{15} \, s^{-1}$$

ومنه:

$$T = \frac{0.693}{l} \approx 3\times10^{-16} \, s$$

5.2ــ النشاط الإشعاعي الصنعي:

سندرس اعتماداً على المعادلة (11) من الفصل الأول القطوع المكافئة الخاصة بكتل الآيزوبارات، لدينا العلاقة:

$$M(A,Z) = Zm_p + Nm_n - a_1 A + a_2 A^{2/3} + a_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_4 \frac{(N-Z)^2}{A} + a_5 \frac{d}{A}$$

، حيث بمعرفة أن $N = A - Z$ و $(N - Z)^2 = (A - 2Z)^2$ فإن المعادلة السابقة تكتب كما يلي:

$$M (A,Z) = [a_3A^{-1/3} + 4a_4/A]Z^2 + (m_p - m_n - 4a_4)Z + (Am_n - a_1A + a_2 A^{2/3} + a_4A + \delta \, . \, a_5/A)$$

ومن أجل الآيزوبارات فإن A ثابت . وبهذا فإن المعادلة السابقة تصبح تابعاً فقط لــــ Z ويمكن أن تكتب كما يلي:

$$M (A,Z) = aZ^2 + bZ + C$$

وسندرس المعادلة السابقة من أجل $\delta = 0$ أي حالة نوى النموذج A فردي، ونترك للقارئ دراسة الحالة $\delta = \pm 1$ أي حالة نوى النموذجين: (Z فــردي، N فــردي) و(Z زوجــي، N زوجي). وبما أن العلاقة بين M و Z تمثل قطعاً مكافئاً، فإننا نحصل على Z_0 الموافقة لكتلــة النواة المستقرة والواقعة على النهاية الصغرى للقطع (أو عند نقطة تماثل أو تناظر القطــع)، أي من أجل:

$$\left[\frac{d\,M\,(A/Z)}{d\,Z}\right]_{Acte} = 0$$

وبالاشتقاق والإصلاح، وبملاحظة أن $m_p \approx m_n$ نجد:

$$Z_0 = \frac{A}{2+(a_3/2a_4)\,A^{2/3}} = \frac{A}{2+0.015\,A^{2/3}} \qquad (17)$$

وتسمح العلاقة السابقة بحساب العدد الذري للنوى الأكثر استقراراً في الطبيعة والتي لهـا أصغر كتلة . وبمقارنة نتائج هذه العلاقة مع النتائج التجريبية نجد أن قيم Z_0 لا تختلف بأكثر من ± 1 . فمن أجل $A = 10$ نجد $Z_0 = 4.85 \approx 5$

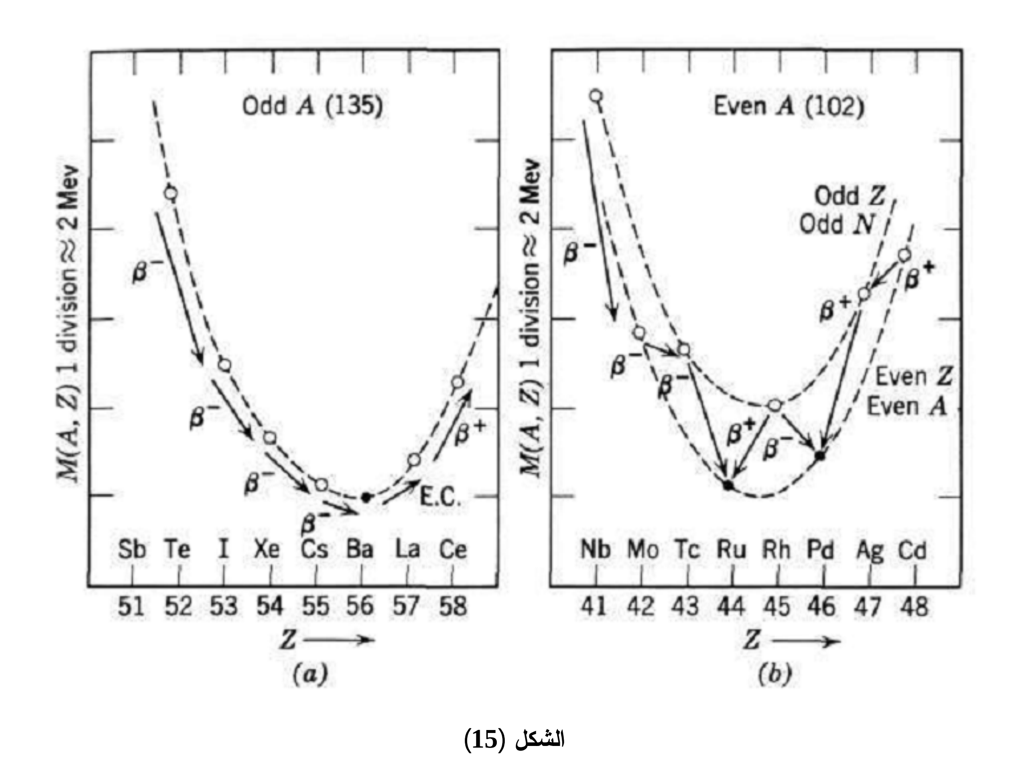
والنظير المستقر الموافق لهذه القيمة هو ${}^{10}_{5}B$، ومن أجل $A = 200$ يكون $Z_0 = 80$ ويقابـل هذه القيمة النظير المستقر ${}^{200}_{80}Hg$ ويبين الشكل (15) أننا نحصل على قطع مكافئ من أجـل $A = 135$ فردي . ونلاحظ أن النوى على الفرع الأيمن للقطع هي نوى غير مستقرة تأخذ في التفكك بإطلاق أشعة β^+ (حيث يتناقص العدد Z) وذلك كي تصل إلى كتلة أصـغرية حيـث العنصر الأكثر استقراراً ${}^{135}_{56}Ba$، أما النوى الواقعة على الفرع الأيسر للقطع المكـافئ فـي الشكل (15) فهي الأخرى غير مستقرة وتتفكك مطلقة أشعة β^- (حيث يتزايد العدد Z)

وذلك كي تصل إلى نظير الباريوم ${}^{135}_{56}Ba$. ونلاحظ أن الكتلة M(A) تتناقص باستمرار على الفرعين للقطع المكافئ، حتى تصل إلى قاع المنحني عند نظير الباريوم الذي يتمتع بأقل كتلة بين الآيزوبارات التي ينتمي إليها. واعتماداً على المعادلة (17) ومن أجل $Z = N$ نجد:

$$Z_0 = \frac{N}{1+0.008\,A^{2/3}}$$

وتصف العلاقة السابقة خط الاستقرار النووي المبين بالشكل (16).

ويتضح من العلاقة السابقة أنه عندما تكون A صغيرة فإن $N = Z$ وهذا يمثل بداية منحني الاستقرار، أما عندما تأخذ A قيماً كبيرة (أكبر من 40) فإن قيمة N تأخذ في الزيادة والابتعاد عن Z لتحقيق الاستقرار النووي، ويمثله الخط المتقطع في الشـكل (16) Z_0 فـي المعادلـة (17).



الشكل (15)

وتمثل النقاط، في الشكل (16)، كافة النظائر المستقرة التي لا تقل وفرتها النسبية عن 10%. وكما نرى فإن النقاط إما واقعة على ا لمنحني وإما موجودة في جواره المباشر.

لقد بينا أن أصل تفكك β^- هو تحول النيوترون إلى بروتون، ويحدث هذا إذا كانت طاقة النواة الأصلية ${}^{A}_{Z}c$ أكبر من مجموع طاقتي النواة المتولدة ${}^{A}_{Z+1}y$ والالكترون، ولقد بينا أن النوى التي يحقق تركيبها الشرط:

$$Z_0 = \frac{A}{2 + 0.015\ A^{2/3}}$$

تتمتع بحد أدنى من الطاقة. وفي هذه النوى يكون:

$$N_0 = A - Z_0 = A\left(1 - \frac{1}{2 + 0.015\ A^{2/3}}\right)$$

وبالتالي فإن:

$$\frac{N_0}{Z_0} = 1 + 0.015\ A^{2/3} \qquad (18)$$

من الواضح أن النوى التي تحوي نيوترونات أكثر مما تعطيه العلاقة السابقة لديها زيـــادة في الطاقة وتسعى هذه النوى لتقليل عدد النيوترونات وبالتالي زيادة عدد البروتونات، لتســعى طاقتها إلى الحد الأدنى.

وعلى هذا فإن النظائر المشعة لــ β^- هي تلك التي لديها فائض نيوتروني. ويبـــين هــذا الاستنتاج أن النشاط الإشعاعي ليس مقصوراً على العناصر الثقيلة. فنوى العناصـــر الخفيفــة يمكن أن تكون مشعة إذ احتوت على فائض نيوتروني.

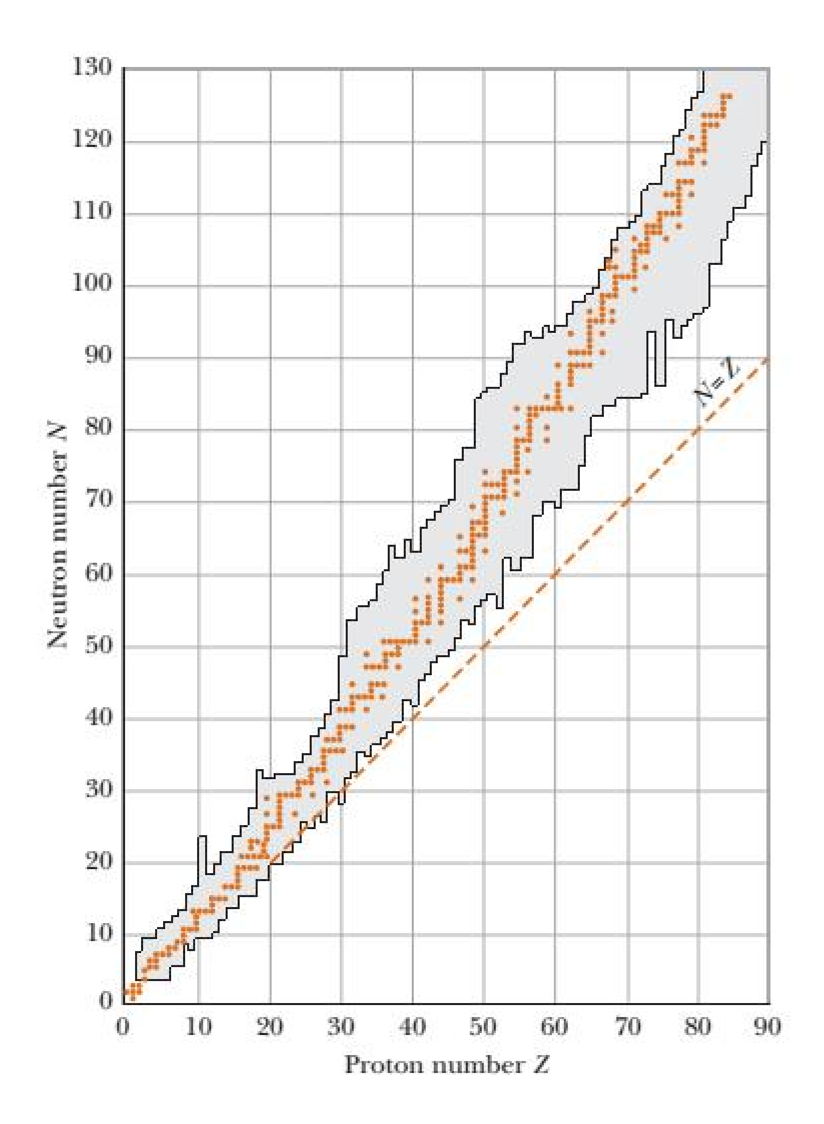
إن نوى العناصر الموجودة في الطبيعة تحقق العلاقة (18)؛ ولهذا فهي مستقرة ولا تبــدل شكلها مهما طال عليها الزمن. ولجعل النوى الخفيفة مشعة ينبغي تغييـــر تركيبهـــا المســـتقر بزيادة كمية النيوترونات مثلاً. وقد تبين أنه من الممكن تحقيق ذلك بتعريض نـــوى النظـــائر المستقرة لتأثير أيونات الهيدروجين أو الديتريوم (الهيدروجين الثقيل) أو الهيليوم بطاقة حركية كبيرة. فتستطيع أيونات كهذه التغلب على القوى الكولونية واجتياز الحاجز الجهــدي المحــيط بالنواة لتنفذ إلى قلبها. عندئذ يتغير تركيب النواة: إذ يتغير العدد الكلي للجسيمات (العدد الكتلي A) وكذلك النسبة N/ Z.

وهكذا نجد أنه يمكن صنع نوى نشيطة إشعاعياً. ويكفي لذلك خلــق فـــائض نيـــوتروني فنحصل على نوى تصدر إشعاع β^-. فمثلاً، إذا قذف النظير $^{27}A\ell$ بالديترونات (نـــوى ذرات الديتريوم) ينتج النظير $^{28}A\ell$ والذي فيه $N/Z = 15/13 = 1.154$. بينما وحســـب المعادلـــة (18) نجد أن النسبة السابقة لنواة مستقرة عددها الكتلي 28 تساوي 1.118. وبالتـــالي فـــإن فائضاً نيوترونياً يوجد في النواة $^{28}A\ell$ ويجب أن يكون لها خصائص إشعاعية. وبالفعل فـــإن النواة السابقة تتفكك كما يلي:

$$^{28}_{13}Al \longrightarrow {}^{28}_{14}Si + {}^{0}_{-1}e + \overline{n}_e$$

وكذلك لو تم قذف نوى البورون $^{11}_{5}B$ بجسيمات α طاقتها الحركية كافية تنتج نـــوى النظيـــر $^{14}_{6}C$ والذي فيه $N/Z = 8/6 = 1.33$. بينما في النوى التي عددها الكتلـــي 14، وحســـب المعادلة (18) فإن $N_0/Z_0 = 1.07$. وتدل التجربة أن النظير ^{14}C يصدر لجســـيمات β^-. إلا أننا نجد من شرط الحد الأدنى للطاقة أن فائض الطاقة موجود ليس فقط في النوى التـــي مـــن أجلها

$$N / Z > N_0 / Z_0$$



الشكل (16)

بل وفي النوى التي تحقق المتراجحة $N/Z < N_0/Z_0$ أي النوى التي لديها فائض بروتــوني. ولكي تتحول إلى نوى مستقرة يجب أن تتفكك إشعاعياً، ويتحول أحد بروتوناتها إلى نيوترون كما يلي:

$$ {}_{1}^{1}H \longrightarrow {}_{0}^{1}n + {}_{1}^{0}e + n_e $$

وقد بينا كيف يتحول البروتون إلى نيوترون داخل النواة. في عام 1933 قام الزوجان جوليــو ــ كوري بقذف نوى البورون والمغنزيوم والألمنيوم بجسيمات α فحصــلا علــى النظــائر المشعة التالية ${}_{7}^{13}N$, ${}_{14}^{27}Si$, ${}_{15}^{30}P$ والتي تصدر عند تفككها جسيمات β^+، وذلك لأن العــدد

النسبي للنيوترونات في النوى المذكورة غير كبير: فهو $N/Z = 1$ في ^{30}P و $N/Z < 1$ فـــي ^{13}N و ^{27}Si وبالتالي فإن لهذه النوى فائض بروتوني.

1.5.2ــ أسر العناصر المشعة:

لا تزال هناك أسر مشعة طبيعية موجودة . وأسرة واحدة كانت موجودة في الطبيعة، ولأن أدوار عناصرها أقصر بكثير من عمر الأرض فقد تفككت ولم تعــد موجــودة. ويــتم الحصول على عناصر الأسرة السابقة صنعياً.

1.1.5.2 ــ الأسر المشعة الطبيعية:

عُرفت عناصر هذه الأسر قبل غيرها، وهي عملياً المقابلة لــ $Z > 82$ أي أنها تلي الرصاص ($Z = 82$). وتطلق هذه العناصر في أثناء تفككها جسيمات α أو β (التي ترافقهــا أشعة γ) فتتحول بذلك إلى عناصر غالباً ما تكون مشعة فتتفكك معطية عناصر أخرى. ويمكن تصنيف أغلب العناصر المشعة الطبيعية في ثلاث أسر (سلاسل) أدوار أجدادها كبيرة جــداً، من مرتبة عمر الأرض، الأمر الذي يفسر بقاء هذه العناصر المشعة في حالــة تــوازن مــع أنسالها ذوي الأدوار الأقصر.

ولقد لاحظنا أن العدد الكتلي A للنواة المشعة لا يتغير عند تفككها بإصدار جســيمات β و γ. بينما هذا العدد ينقص بمقدار أربع في حالة التفكك α. وعليه فإن الباقي مــن قســمة A على أربعة يكون نفسه لجميع نوى السلسلة، لذا يمكن أن نعبر عن عدد الكتلــة A للسلســلة المعطاة بالقانون التالي:

$$A = 4n + C$$

حيث n يأخذ قيماً صحيحة فقط و C عدد ثابت من أجل كل سلسلة.

ونبين في الجدول التالي الأسر المشعة الطبيعية الثلاث:

اسم الأسرة (السلسلة)	**الجد الأعلى**	**العنصر النهائي المستقر**	**A**
الثوريوم	$^{232}_{90}Th\ (1.4\times10^{10}\ y)$	$^{208}_{82}Pb$	4n
اليورانيوم	$^{238}_{92}U\ (4.5\times10^{9}\ y)$	$^{206}_{82}Pb$	4n + 2
الأكتنيوم	$^{235}_{92}U\ (7\times10^{8}\ y)$	$^{207}_{82}Pb$	4n + 3

والشيء المميز لهذه الأسر هو العدد الكتلي A لعناصرها، يعبر عنه بالعلاقة الواردة في الجدول حيث n عدد صحيح قيمته:

1ـ في الأسرة الأولى $58 \geq n \geq 52$ وتتكون هذه الأسرة نتيجة ستة تفككات α وأربعة تفككات β^-.

2ـ في الأسرة الثانية $59 \geq n \geq 51$ وتتكون هذه الأسرة نتيجة ثمانية تفككات α وستة تفككات β^-.

3ـ الأسرة الثالثة $58 \geq n \geq 51$ وتتكون هذه الأسرة نتيجة سبعة تفككات α وأربعة تفككات β^-.

وتوجد عناصر مشعة طبيعية لا تزال موجودة بالإضافة لعناصر السلاسل الثلاث السابقة. فقد بينت القياسات التي أجريت بعناية فائقة أن المواد كافة عملياً تحتوي آثاراً من عناصر مشعة. وساد الاعتقاد مدة من الزمن أن هذه الآثار جميعاً هي أفراد من أسر العناصر المشعة السابقة. إلا أن البحوث الإشعاعية الدقيقة بينت أن بعض العناصر الخفيفة لها نظائر طبيعية مشعة. ونذكر من هذه العناصر: البوتاسيوم ${}^{40}_{19}K$ بدور 1.3×10^9 سنة، والفانيديوم ${}^{50}_{23}V$ بدوره 5×10^{16} سنة.

وهناك نظير مشع طبيعي آخر هو ^{14}C والذي يختلف وجوده كلياً عن أسباب وجود أي من العناصر المشعة الطبيعية الأخرى. إن دور نظير الكربون 14 السابق يساوي 5730 سنة. ونعلم أن النظير السابق يتولد باستمرار من ^{14}N بتفاعل نووي مع النيوترونات القادمة مع الأشعة الكونية حسب المعادلة التالية:

$$ {}^{14}_{7}N \; + \; {}^{1}_{0}n \quad \longrightarrow \quad {}^{14}_{6}C \quad + \; {}^{1}_{1}P $$

<u>2.1.5.2ـ أسرة النبتونيوم الصنعية:</u>

من بين العناصر الصنعية ما يمكن التعبير عن عدده الكتلي بالعلاقة $A = 4n + 1$ وتؤلف هذه العناصر أسرة تسمى أسرة النبتونيوم ${}^{237}_{93}Np$ والذي يمثل الجد الأعلى للأسرة وبدور يساوي 2.2×10^6 سنة. وتنتهي أسرة النبتونيوم بعنصر البزموت ${}^{209}_{83}Bi$ المستقر عملياً.

وتسمى العناصر الثقيلة المقابلة لـ $Z > 92$ عناصر ما بعد اليورانيوم. ويفسر عدم وجود هذه العناصر الصنعية الثقيلة في الطبيعة بقصر أدوارها بالنسبة إلى عمر الأرض.

لكن العناصر الصنعية المشعة الخفيفة ذات أهمية تطبيقية كبيرة في مختلف الميادين، وتفضل على العناصر المشعة الطبيعية لرخص ثمنها، وعلى الخصوص لتنوعها الكبير من حيث الخصائص الكيميائية والفيزيائية (أدوار تفكك وطاقات إشعاع مختلفة). وهناك أكثر من ألف نظير مشع صنعي، حيث أمكن تحضير نظائر مشعة العناصر الكيميائية المعروفة كافة.

مسائل الفصل الثاني

1ـ باعتبار أن عمر نصف الذهب ^{198}Au يساوي 2.7 يوماً، والمطلوب:

أ) احسب ثابت تفكك الذهب 198.

ب) ما احتمال تفكك نواة ذهب 198 معينة في الثانية الواحدة؟

ج) بفرض أن لدينا 100µg من عينة من ا لذهب 198 فاحسب نشاطها الإشعاعي.

د) احسب، بعد مضي أسبوع، عدد التفككات الناتجة في ثانية واحدة عن العينة أعلاه.

2ـ باعتبار أن عمر نصف اليورانيوم 235 يساوي 7.04×10^{8} سنة، والمطلوب:

بفرض أن عينة صخرية، تصلبت مع تشكل الأرض قبل 4.55×10^{9} سنة، تحتوي على N ذرة من اليورانيوم 235 فاحسب عدد ذرات اليورانيوم 235 التي تحويها عينة الصخر عند تصلبها.

3ـ بفرض أن لدينا ثلاث عينات صخرية فيها نسب ذرات اليورانيوم 238 إلى ذرات الرصاص 208 تساوي 0.5 , 1 , 2 فاحسب عمر عينات الصخور الثلاث.

4ـ إذا علمت أن طاقة الارتباط في نواة البزموت ^{212}Bi تساوي حوالي 6.2MeV فاحسب توزع الطاقة الحركية بين النواة الوليدة وجسيم ألفا الصادر.

5ـ احسب قيمة طاقة التفكك Q الناتجة عن تفكك اليورانيوم 238 إلى الرصاص 206 ثم احسب معدل الطاقة الناتجة عن كل جرام من اليورانيوم 238.

6ـ بفرض أن عمر النصف لنظير الكربون 14 يساوي 5730 سنة والمطلوب:

أ ـ إذا كان لدينا عينة من غاز ثاني أوكسيد الكربون 14 الموجود في الغلاف الجوي حجمها $200cm^{3}$ وضغطها 2×10^{4} Pa عند درجة حرارة قدرها 295 K، فاحسب نشاط العينة السابقة خلال أسبوع.

ب ـ بفرض أننا حرقنا عينة من الخشب وجمعنا غاز ثاني أوكسيد الكربون 14 في قارورة عند الضغط ودرجة الحرارة السابقتين وأننا سجلنا 1420 عدة خلال أسبوع ، فاحسب عمر عينة الخشب السابقة.

الفصل الثالث

التفاعلات النووية

1.3 - مقدمة: التفاعل النووي هوالعملية التي ينتج عنها تغير في تركيب نواة عنصر معين وطاقته عند قذفه بجسيمات نووية أو أشعة جاما . أوهو عبارة عن التأثير المتبادل بين نواة ذرة ما مع جسيم عنصري أو مع نواة أخرى تتحول فيه النواة الهدف إلى نواة أخرى. يتحقق التفاعل النووي عادة بصدم نواة أو جسيم يُدعى عادةً بالقذيفة وهي عبارة عن نواة خفيفة في أغلب الأحيان (مثل: البروتون، الديتيريوم، جسيم ألفا،...) لنواة أخرى تدعى بالهدف (مثل الألمنيوم). ولكي تقترب النواة القذيفة إلى مسافة صغيرةٍ جداً من النواة الهدف لا بد من تسريعها كي تتغلب على قوى التنافر الكولونية بين الشحنتين الموجبتين للنواتين القذيفة والهدف. تُسرَّع القذيفة عادةً بواسطة فرق كمون يبلغ عدة ملايين فولط.

يمكن تمثيل التفاعل النووي بالمخطط العام التالي:

$$a + A \rightarrow C \rightarrow B + b$$

حيث a يمثل الجسيم المقذوف، b يمثل الجسيم الناتج، A تمثل النواة الهدف، B تمثل النواة الناتجة، وC تمثل النواة المركبة. كما تستخدم أحياناً طريقة مختصرة لكتابة التفاعل النووي على الشكل التالي:

$$A(a, b)B$$

وكمثال على ذلك، لنأخذ تفاعل جسيم ألفا مع نوى ذرات الآزوت وفق التفاعل النووي التالي:

$$^{14}_{7}N + ^{4}_{2}a \rightarrow ^{18}_{9}F \rightarrow ^{1}_{1}P + ^{17}_{8}O$$

يكتب هذا التفاعل النووي بالصيغة المختصرة كما يلي:

$$^{14}N(\alpha,P)^{17}O$$

نهدف من التفاعلات النووية الحصوول على الطاقة أو للحصول على معلومات حول البنية النووية وخواصها، وذلك بدراسة آثار قذف النوى بحزم من الجسيمات أو بأشعة جاما. ويمثل التفاعل النووي عامة بالمعادلة التالية:

$$X + a \longrightarrow Y + b + Q \qquad (1)$$

حيث:

Q , b , a , Y, X النواة الهدف ،النواة المتبقية ، الجسيم الوارد ، الجسيم

الناتج عن التفاعل ، الطاقة الناتجة عن التفاعل على الترتيب . وللسهولة، يرمز للتفاعل النووي أعلاه كمايلي X(a,b)Y . ويمكن أن تقسم التفاعلات النووية إلى مايلي :

1) إذا بقيت النواة الهدف في حالة الاستقرار والجسيم الناتج مطابقاً للجسيم الوارد ، أي أن الطاقة الحركية محفوظة قبل التصادم وبعده ، فإن التفاعل النووي يسمى تصادماً مرناً . وفي هذا التصادم يتعامل الجسيم الوارد مع النواة كما لو كانت كرة صغيرة ، ويحدث التصادم كما لو كان كلاسيكياً بين جسمين . وتكون في هذه الحالة $Q = 0$.

2) ويسمى التفاعل تصادماً غير مرن إذا كانت النواة Y متحرضة والطاقة الحركية غير محفوظة و $Q \neq 0$. وفي هذه الحالة فإن الجسيم الناتج من التفاعل يكون مماثلاً للجسيم الوارد ولكن طاقته أقل ، ونكتب :

$$X + a \rightarrow X^{*} + a + Q$$

3) ويحدث التفاعل النووي عندما تكون Y مختلفة تماماً عن النواة X.

ولقد أجرى راذ رفورد، عام 1919، أول تفاعل نووي وذلك بقذف نواة النيتروجين(الآزوت) بجسيم ألفا من مصدر مشع. وقد لاحظ راذفورد حدوث ومضات على حاجز من كبريتات الزنك(التوتياء) موضوع على مسافة من المصدر المشع أكبر من مدى جسيمات ألفا. ويكتب تفاعل رذرفورد أعلاه كما يلي:

$${}^{14}_{7}N + {}^{4}_{2}He \rightarrow {}^{17}_{8}O + {}^{1}_{1}H + Q$$

وحدث أول تفاعل نووي باستخدام جسيمات مسرعة عام 1930. فقد قام العالمان كوكرفت ووالتون ببناء أوّل مسرع للبروتونات وتمكنا من إجراء التفاعل النووي التالي:

$${}^{7}_{3}Li + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{4}_{2}H + Q$$

وتوجد عدة نماذج للتفاعلات النووية، منها:

أ ـــ النواة المركبة Compound Nucleus

إن النواة، في هذا النموذج، تأسر الجسيم الوارد مكوِّنة ما يسمى بالنواة المركبة. وعندما تأسر نواة الهدف الجسيم الوارد فإنَّ طاقته تتوزع عشوائياً على جميع مكونات النواة، وبذلك ترتفع طاقة هذه إلى حالة الإثارة. وفور تكون النواة المركبة تكون قادرة على إطلاق جسيم أو عدة جسيمات مثل النيوترونات والبروتونات والديترونات أو جسيمات α. كما ويمكن أن

تنطلق الطاقة الزائدة على شكل أشعة جاما. ولكن انطلاق أشعة جاما في واقع الأمـــر أبطـــأ كثيراً من انطلاق الجسيمات النووية السابقة. ويمثل التفاعل في حالة نموذج النواة المركبة كما يلي:

$$X \quad + \quad a \quad \rightarrow \ Z^{*} \ \rightarrow \ y \ + b \ + Q$$

والتفاعل التالي مثال عن النموذج السابق:

$${}^{10}_{5}B \quad + \quad {}^{4}_{2}He \quad \rightarrow \quad {}^{14}_{7}N^{*} \quad \rightarrow \quad {}^{13}_{6}C \ + \ {}^{1}_{1}H \quad + \quad Q$$

ب ـــ التفاعلات المباشرة Direct Reactions

يمكن للتفاعل النووي أن يتم دون المرور بمرحلة النواة المركبة، حيث هـــذه التفـــاعلات يُطلق عليها التفاعلات المباشرة. فعندما تزداد طاقة حركة الجسيمات الـــواردة يصـــبح مـــن الصعب تطبيق نظرية النواة المركبة. فقد لوحظ ذلك عند ورود الديترونات على نـــواة مـــا. وسبب ذلك أن الديترون d له تركيب نووي ضعيف الترابط (طاقـــة ارتباطـــه 2.2 Me V). فعندما يقترب الديترون من نواة ما فإن هذه النواة تأسر أحد النيوكلونين اللذين يتكون منهمـــا الديترون، بينما يستمر النيوكلون الآخر في طريقه بالرغم مما حدث لشريكه. ومن ثم يمكـــن أن يحدث التفاعل (d,p) أو (d, n) حيث ينطلق البروتون أو النيوترون على الترتيب. ومـــن أمثلة هذه التفاعلات التفاعل التالي:

$${}^{55}_{25}Mn \quad + \quad {}^{2}_{1}H \ \rightarrow \quad {}^{56}_{25}Mn + \quad {}^{1}_{1}H$$

2.3ـــ قوانين الحفظ في التفاعلات النووية:

توجد في كلِّ التفاعلات النووية التي ذكرناها عدة قوانين حفظ نذكر منها:

1.2.3 ـــ قانون حفظ العدد الكلي للنيوكلونات:

وينص هذا القانون على أن العدد الكلي للنيوكلونات المشاركة في التفاعل يظل ثابتاً قبـــل وبعد التفاعل. ففي التفاعل السابق فإن العدد الكلي للنيوكلونات الداخلة في التفاعل أو الخارجة منه يساوي 57 نيوكلوناً.

2.2.3 ـــ قانون حفظ الشحنة:

ينص هذا القانون على أن الشحنة الكلية للنيوكلونات الداخلة في التفاعل والخارجـــة منـــه تظل ثابتة، ففي التفاعل السابق نجد أن الشحنة الكلية قبل وبعد التفاعل تساوي 26.

3 . 2 . 3 ــ قانون حفظ كمية الحركة الخطية:

وينص على أن كمية الحركة الخطية تظل ثابتة قبل وبعد التفاعل. فإذا كانت النواة الهدف ساكنة قبل التفاعل فإن كمية الحركة الخطية التي تُنقل إلى التفاعل عن طريق الجسيم الـوارد تتوزع بعد ذلك على نواتج التفاعل.

3. 2. 4ــ التكافؤ بين الكتلة والطاقة وقانون حفظ الطاقة:

على الرغم من أن العدد الكلي للنيوكلونات الداخلة في التفاعل والخارجة منه يظـل ثابتـاً فإنه يوجد فرق بين مجموع كتل الجسيمات الداخلة في التفاعل ومجمـوع كتـل الجسـيمات الخارجة منه. وتبعاً للتكافؤ بين الطاقة والكتلة فإن هذا الفرق في الكتلة يكافئ طاقة Q، وهـي الطاقة التي تضبط اتزان طرفي معادلة التفاعل (1)، أي أن:

$$Q = [(M_X + M_a) – (M_y + M_b] c^2$$

وينص قانون حفظ الطاقة أن الطاقة تظل ثابتة قبل التفاعل وبعده. واعتماداً على ذلك، فإن المعادلة (1) تسمح بأن نكتب:

$$M_x c^2 + K_X + M_a c^2 + K_a = M_y c^2 + K_y + M_b c^2 + K_b$$

وباعتبار أن X ساكنة فإن المعادلة السابقة تكتب كما يلي:

$$K_a + [(M_x + M_a) – (M_y + M_b)] c^2 = K_y + K_b$$

أو:

$$K_a + Q = K_Y + K_b \qquad (2)$$

فإذا كانت $Q > 0$ فإن التفاعل ناشر للطاقة، كما هو الحال في التحـولات المشـعة. وإذا كانت $Q < 0$ فإن التفاعل ماص للطاقة كما هو الحال في بعض التفاعلات النووية التي يجـب أن نزود فيها الجسيمات الواردة بطاقة حركية كافية كي يصبح التفاعل ممكن الحدوث.

5.2.3 ــ قانون حفظ كمية الحركة الزاوية الكلية:

يوجد لكل نيوكلون في النواة لف مغزلي Spin أو ما يُسمى عزماً ذاتياً يرمز لـه بـــ s. وبالإضافة للف المغزلي فإن للنيوكلون عزماً مدارياً (أو كمية حركة زاوية مدارية) يُرمز لـه بـ ℓ. وبالتالي فإن للنيوكلون عزماً كلياً (أو ما يُسمى كمية الحركة الزاوية الكليـة) يُعطـى بالعلاقة:

$$j = \ell + s$$

وبجمع العزوم الكلية للنيوكلونات في النواة نحصل على ما يلي:

$$J = \Sigma j$$

حيث يسمى J عزم النواة أو اختصاراً سبين النواة. وقد وجد أن العزوم الذاتية والعـــزوم المدارية للبروتونات المتزاوجة، أي التي تترتب أزواجاً ــ أزواجــاً، وكــذلك النيوترونـــات المتزاوجة تكون متعاكسة تفني بعضها بعضاً. وبعبارة أخرى نقول إن النيوكلونات المتشـــابهة تتفاعل بعزوم ذاتية متعاكسة، وبالإضافة لذلك فإن محصـــلة العـــزم المـــداري لـــزوج مـــن البروتونات أو النيوترونات تساوي صفراً.

اعتماداً على ما سبق فإن سبين النواة من النموذج (Z زوجي ــ N زوجي) معدوم، أي J = 0 لهذه النوى. أما النوى من النموذج (Z فردي ــ N زوجي) أو النموذج (Z زوجي ــ N فردي) فإن سبينها لا يساوي صفراً ويساوي سبين البروتون الفردي أو النيـــوترون الفـــردي على الترتيب.

وفي النوى من النموذج (Z فردي ــ N فردي) فإن سبين النواة يتحـــدد بـــآخر بروتـــون فردي وآخر نيوترون فردي، ويمكن أن يأخذ قيمة بين $|J_n - J_P|$

و $|J_n + J_P|$ حيث J_p و J_n سبين البروتون الفردي والنيوترون الفـــردي علـــى الترتيـــب. والحسابات الدقيقة هي فقط التي تعطي سبين هذا النموذج من النوى.

وينص قانون حفظ كمية الحركة الزاوية الكلية (أو السبين الكلي) أن سبين العـــدد الكلـــي للنيوكلونات الداخلة في التفاعل النووي والخارجة منه يظلُّ ثابتاً.

6.2.3ــ قانون حفظ الندية (النوعية) Parity

الندية أو النوعية خاصة ذاتية لتابع موجة الجسيم Ψ تبين مدى التغير الناتج على التـــابع Ψ (r) عنـــد عكـــس الإحـــداثيات، أي عنـــد اســـتبدال متجـــه الموضـــع r بـــــ r- حيـــث $\vec{r} = x\,\vec{i} + y\,\vec{j} + Z\,\vec{k}$، فإذا لم يتغير هذا التابع أي إذا كان:

$$\Psi(-r) = \Psi(r)$$

فإن الندية موجبة (+). أما إذا كان $\Psi(-r) = -\Psi(r)$ فإن الندية سالبة (-).

أمـــا عكـــس الإحـــداثيات فـــي المحـــاور الكرويـــة فيـــتم باســـتبدال (r, q, j) بـــــ $(r, p-q, p+j)$ ويبرهن في ميكانيك الكم أن:

$$y\ (r, p-q, p+j) = (-1)^{l}\ y\ (r, q, j)$$

أي أن الندية ترتبط بـــ $(-1)^{\ell}$، فإذا كان ℓ زوجياً فتكون الندية موجبة (+). أمـــا إذا كـــان ℓ فردياً فإن الندية سالبة (-).

وتعطى الندية للنوى بـــ $(-1)^{\ell}$ حيث ℓ هو العدد الكمي المداري لآخر نيوكلون فردي في نوى أحد النموذجين:(Z فردي – N زوجي)، (Z زوجي ـــ N فردي). أما النوى من النموذج (Z فردي ـــ N فردي) فالندية لها تعطى بـــ $(-1)^{\ell_n+\ell_p}$ حيث ℓ_n , ℓ_P العدد الكمي المداري للبروتون المفرد والنيوترون المفرد على الترتيب. أما النوى من النمـــوذج (Z زوجـــي ـــ N زوجي) فإن محصلة العزم المداري معدومة أي $\Sigma\ell = 0$ وبالتالي فالندية موجبة +.

يُرمز عادة للندية بـــ P. ويبرهن أن ندية الجسيم الوارد في تفاعل نووي أو الجسيم الناتج عنه ترتبط بالعدد الكمي المداري ℓ أيضاً بـــ $(-1)^{\ell}$.

ويكتب قانون حفظ الندية للتفاعل المبين في المعادلة (1) كما يلي:

$$P_a \, .P_X \ (-1)^{\ell_a} = P_b \ . \ P_Y \, (-1)^{\ell_b}$$

حيث P_a , P_X , P_b و P_Y النديات الداخلية للجسيمات الداخلة في التفاعل والناتجـــة عنـــه وذلك باعتبار كل من X و Y ساكنة.

<u>مثال (1):</u>

اعتماداً على المثال (12) في الفصل الأول احسب سبين ونوعية النواة $^{43}_{20}Ca$.

الحل:

لقد رأينا، في حل المثال (12)، أن ثلاث نيوترونات مـــن النـــواة $^{43}_{20}Ca$ تتوضـــع فـــي المستوي $1f_{7/2}$. وبالتالي فإن سبين النواة السابقة J = 7/2. وقيمة العدد الكمـــي المـــداري ℓ والموافقة لـــ f هي: $\ell = 3$ أي أن النوعية $(-1)^{\ell} = -1$، وبالتالي فإن نوعيـــة النـــواة $^{43}_{20}Ca$ سالبة (-) = P. ولقد جرت العادة أن نكتب سبين ونوعية نواة ما كما يلي J^P. وبالتـــالي فـــإن سبين ونوعية النواة أعلاه يُكتبان كما يلي: $J^P = \frac{7}{2}^-$

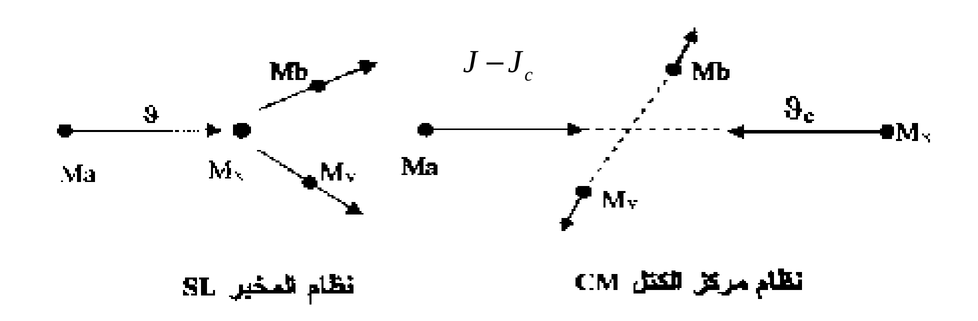
<u>3 .3 ـــ طاقة العتبة لتفاعل نووي ماص للطاقة:</u>

لقد رأينا في تفاعل نووي ماص للطاقة، أن طاقة التفاعل Q سالبة أي $Q< 0$. وقد يتبـــادر للذهن أننا لو زودنا الجسيم a (في المعادلة 1) بطاقة حركة تساوي عددياً $K_a = |Q| = -Q$ فإن التفاعل يصبح ممكناً. وبالتبديل في المعادلة (2) نجد:

$$- Q + Q = K_Y + K_b$$

أي أن: $K_Y + K_b = 0$

ولا تتحقق المعادلة السابقة إلا إذا كان $\vartheta_y = \vartheta_b = 0$ أي أن النواتج في المعادلة (2) ساكنة وبالتالي كمية حركتها معدومة. لكن كمية الحركة للطـرف الأول مـن المعادلـة (2) غيـر معدومة لأن $K_a = |Q|$. ويمثل الوضع السابق خرقاً لقانون حفظ كمية الحركة. ولحل هـذه المشكلة، نجري الحساب في نظام مركز الكتـل Center of Mass(CM) الـذي نرمـز لـه اختصاراً بـ CM. نفترض في النظام CM أن M_X تتحرك مع مركـز الكتـل للجسـيمات المتفاعلة بدل أن تبقى ثابتة في نظام المخبر Laboratory System (LS) . ويمكن أن نلاحظ النظامين في الشكل (1). فالهدف M_X لا يبقى ساكناً



الشكل (1)

في النظام CM، إنما يتحرك بسرعة ϑ_c تسمى سرعة مركز الكتل. ويقترب بهذه السرعة من الجسيم الوارد الذي بدوره يقترب بسرعة مساوية $\vartheta - \vartheta_c$. ونفترض أن كمية الحركـة، فـي نظام مركز الكتل، محفوظة. أي تساوي محصلة كمية الحركة قبل التفاعل وبعده صفراً.

واعتماداً على ذلك نكتب:

$$M_a (\vartheta - \vartheta_c) - M_X \vartheta_c = 0$$

أو:

$$J_c = \frac{M_a}{M_X + M_a} J \qquad (3)$$

وتبين هذه المعادلة أنه كلما كانت كتلة الهدف M_X كبيرة بالمقارنة مع كتلة الجسيم الوارد M_a اقتربت سرعة مركز الكتل ϑ_c من الصفر.

وبحساب الطاقة الحركية الكلية في النظام CM نجد:

$$K_c = \frac{1}{2} M_a \ (J - J_c)^2 + \frac{1}{2} M_X \ J_c^2$$

وبتعويض قيمة ϑ_c من (3) نجد:

$$K_c = \frac{M_X}{M_X + M_a} \ K_L \qquad (4)$$

حيث رمزنا بــ K_L للطاقة الحركية للجسيم الوارد في نظام المخبر LS والتي تعطى بالعلاقة:

$$K_L = \frac{1}{2} \ M_a \ J^2$$

فكي يتم التفاعل يجب أن يكون $K_c \geq |Q|$ وبالتعويض عن K_c من المعادلة (4) نجد:

$$\frac{M_X}{M_X + M_a} \ K_L \ \geq |Q|$$

وبالتالي فإن:

$$K_L \ \geq \frac{M_X + M_a}{M_X} \ |Q|$$

وبالنتيجة فإن طاقة العتبة اللازمة لإحداث التفاعل:

$$(K_L)_{\min} = \frac{M_X + M_a}{M_X} \ |Q| = -\frac{M_X + M_a}{M_X} \ Q$$

<u>مثال(2)</u>

برهن العلاقة $K_c = \dfrac{M_X}{M_X + M_a} \ K_L$

<u>الحل:</u> الطاقة الحركية $K_c = \dfrac{1}{2} \ M_c \ J_c^{\,2}$

كمية الحركة في مركز الكتل محفوظة قبل التفاعل وبعده ، لذا نكتب:

$$M_a (\vartheta - \vartheta_c) - M_X \vartheta_c = 0$$

أو:

$$J_c = \frac{M_a}{M_X + M_a} \; J$$

بالتبديل في علاقة الطاقة الحركية:

$$K_c = \frac{1}{2} \; M_c \; (\frac{M_a}{M_X + M_a} \; J)^2 \cong \frac{1}{2} \; (M_a + M_x) \; (\frac{M_a}{M_X + M_a} \; J)^2$$

$$K_c = \frac{1}{2} \; M_a \, J^2 \, \frac{M_a}{M_X + M_a} \; \cong K_L \, \frac{M_a}{M_X + M_a}$$

4.3ـ القوى النووية Nuclear Forces:

لقد بينا سابقاً أن قوى كولون التنافرية مهملة بالمقارنة مع القوى النووية الفقرة (7.1). وسنبين الآن أن قوى الثقالة مهملة أيضاً بالمقارنة مع القوى النووية. لنأخذ نواة الهيليوم 4 ولنحسب طاقة التجاذب العام بين نيوكلونين في النواة السابقة. إن طاقة التجاذب العام تعطى بالعلاقة:

$$U_g = G \frac{m_1 . m_2}{r}$$

حيث $G = 6.67 \times 10^{-11}$ N . m^2/kg^2

فإذا أخذنا بروتونين في نواة الهيليوم 4 تفصلهما مسافة قدرها 5F، وكتلة كل منهما $m_p = 1.67 \times 10^{-27}$ kg، نجد:

$$U_g = 6.67 \times 10^{-11} \; \frac{(1.67 \times 10^{-27})^2}{5 \times 10^{-15}} \; = 3.72 \times 10^{-50} \;\; J$$

أو

$$U_g = 2.3 \times 10^{-37} \;\; \text{MeV}$$

وهذه الطاقة مهملة أمام متوسط طاقة الارتباط للنيوكلون في نواة الهيليوم 4 والتي تساوي $\varepsilon = 7.07$ Me V /N .

تسمى القوة التي تمسك بالنيوكلونات داخل النواة بالقوة النووية القوية، والتي تتميز بالخصائص التالية:

أ ــ خاصة الإشباع: أي أن النيوكلون في النواة يتبادل التجاذب مع النيوكلونات المجاورة له فقط ، وإضافة نيوكلونات جديدة إلى النواة يزيد من طاقة الارتباط الكليــة ولــيس طاقــة الارتباط لكل نيوكلون(انظر ثانياً من الفقرة 7.1 الفصل الأول)

ب ــ قصيرة المدى: عندما يؤثر نيوكلون، بوساطة القوة النووية القوية، على آخر فــإن هذا التأثير يبقى ضئيلاً حتى تصبح المسافة بينهما أقل من 5F، وعندئذ يتجاذبان بشــدة كلمــا قلت المسافة بينهما. ويمكن القول بأن مدى القوى النووية يساوي تقريباً قطر النواة أو أنه يمتد قليلاً بعد قطر النواة.

ويمكن استنتاج قيمة الجهد التجاذبي المسؤول عن القوى النووية القوية كما يلي: بفــرض أن λ الطول الموجي المرافق للنيوكلون داخل النواة التي نصف قطرهــا R، فــإن الشــرط الأساسي واللازم كي يبقى النيوكلون داخل النواة هو:

$$\lambda \leq 2R$$

واعتماداً على نظرية دي بروي نكتب:

$$l = \frac{h}{P} = \frac{h}{\sqrt{2MK}} = 2p \quad (\frac{\mathbf{h}}{Mc}) \quad \sqrt{\frac{Mc^2}{2K}}$$

حيث M و K و P هي كتلة وطاقة حركة وكمية حركة النيوكلون و $\frac{\mathbf{h}}{Mc}$ هــو طــول كمبتون الموجي للنيوكلون ويساوي 2.1×10^{-14} cm فإذا أخذنا نواةً متوسطة الكتلة فإن نصف قطرها يساوي 3×10^{-13} cm تقريباً.

وبالتعويض في المعادلة السابقة نجد أن:

$$K \approx 25 \text{ Me V}$$

ولكي يظل النيوكلون داخل النواة فإن الطاقة الكامنة U_0 – يجب أن تساوي طاقة الارتباط مضافاً إليها طاقة الحركة، وحيث إن متوسط طاقة الارتباط تساوي 8 MeV فإن:

$$- U_0 = \varepsilon + K \approx 33 \text{ MeV}$$

أي أن:

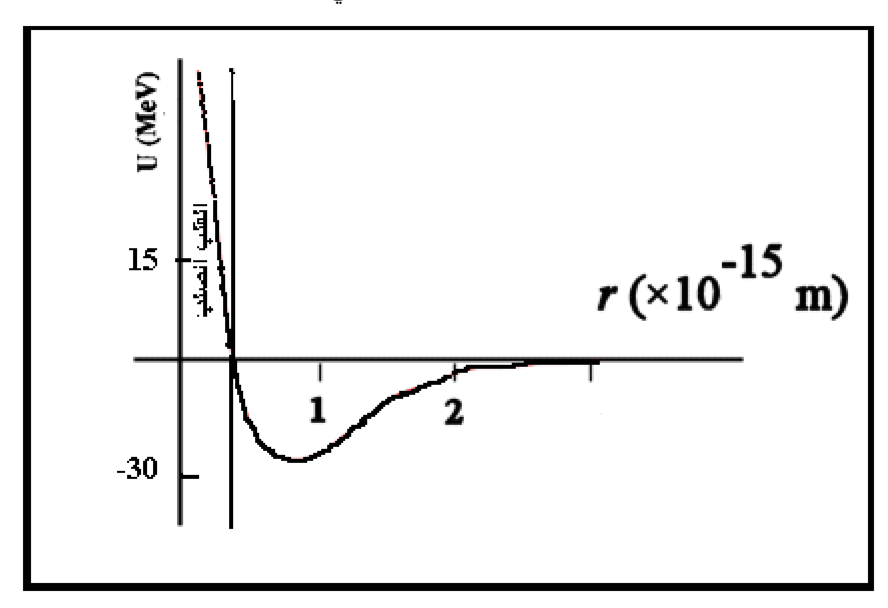
$$U_0 = - 33 \text{ Me V}$$

بينما مدى القوى النووية القوية هو 2×10^{-15} m وبناءً على ذلك فإذا أردنا وصف شكل الجهد النووي فإنه يلزمنا وسيطان هما عمق البئر الجهدي U_0 ومدى القوى النووية القوية الذي بعده

مباشرة يصل الجهد إلى الصفر. لكن المعادلة الأخيرة لاتعطينا تغير الجهـد ضـمن المجـال $0 < r < 2 \times 10^{-15}$ m.

في تجارب التشتت عند الطاقات العالية وجد أنه في مركز النواة قلب طارد بالرغم من أن التأثير الكلي للقوى النووية تأثير تجاذبي.

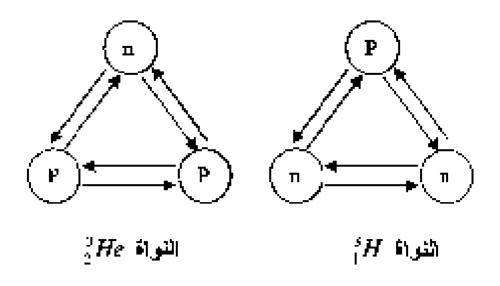
ويبين الشكل (2) الجهد النووي U. ويبدو من الشكل أن القلب يباعد بين النيوكلونات عن بعضها البعض عندما تفصلها مسافة أقل من 0.4 F وإلا ستندمج هذه النيوكلونات مع بعضها البعض مكونة جسيماً واحداً وهذا ما تعارضه التجربة التي تثبت أن النواة تحتفظ بشخصيتها.



الشكل (2)

جـ ـ لا تعتمد القوى النووية القوية على الشحنة الكهربائية. ولإثبات ذلك نأخذ النـواتين $^{3}_{1}H$ و $^{3}_{2}He$. ففي النواة $^{3}_{1}H$ نجد بروتوناً واحداً ونيوترونين. وبالتالي يوجد فيها تفاعلان np وتفاعل واحد nn كما هو مبين في الشكل (3). أما نواة الهيليوم 3 فتحوي تفـاعلين np، بينما استبدل التفاعل nn بآخر هو pp.

وعند حساب طاقة الارتباط النووية لكل مـن النـواتين نجـد أن $B(^{3}_{1}H) = 8.48\,MeV$ ، $B(^{3}He) = 7.72\,MeV$ ويعود الفرق بين الطاقتين السابقتين لطاقة التنافر الكولـوني بـين البروتونين الموجودين في نواة الهيليوم 3. وبفرض أن المسافة بين البروتونين



الشكل (3)

في النواة ^3_2He تساوي 2F نجد أن هذه الطاقة تساوي 0.72 MeV وبإضافة هذه القيمة إلى طاقة ارتباط الهيليوم 3 نجد 8.44 MeV وهذه قيمة قريبة جداً من طاقة التريتيوم 3. ونستنتج من ذلك أن القوة النووية بين بروتونين تساوي تلك التي بين نيوترونين أو تلك التي بين بروتون ونيوترون، أي أن هذه القوة متماثلة بالنسبة للشحنة Charge Symmetry ويمكن أن نكتب:

$$F_{PP} = F_{nn} = F_{np}$$

د ـ القوى النووية القوية ناتجة عن التبادل المستمر لجسيمات ثقيلة بين النيوكلونات. لقد اقترح هذا هايزنبرج عام 1932. وفي عام 1935 أثبت الياباني يوكاوا نظرياً الاقتراح السابق.

وطبقاً لنظرية يوكاوا، ولأن مدى القوى النووية قصير، فإن النيوكلونات تحاط بسحابة افتراضية من الجسيمات الثقيلة والتي يقوم النيوكلون بإصدارها وامتصاصها باستمرار. يُسمى الجسيم الثقيل السابق بيوناً Pion والتي هي اختصار لـ باي ميزون Pi meson.

ويسمح مبدأ الارتياب بين الطاقة والزمن لهايزنبرج بخرق قانون حفظ الطاقة وظهور البيون لفترة زمنية صغيرة جداً. لذلك يعتبر البيون جسيماً افتراضياً Virtual Particle.

فإذا صدر، من نيوكلون ساكن طاقته السكونية Mc^2، بيون كمية حركته P وطاقة سكونه $M_\pi c^2$ فإن النيوكلون سيكتسب كمية حركة (-P). وبالتالي فإن طاقة النيوكلون الكلية تساوي:

$$E_N = \sqrt{(-Pc)^2 + (Mc^2)^2}$$

وطاقة البيون الكلية تساوي:

$$E_p = \sqrt{(Pc)^2 + (m_p c^2)^2}$$

وعندئذ سيعطي قانون حفظ الطاقة العلاقة التالية:

$$Mc^2 = E_N + E_\pi$$

وهذه العلاقة لا يمكن أن تتحقق، لأن الطرف الأيمن أكبر من الطرف الأيسر. ولحل الإشكال السابق نعتمد على خرق قانون حفظ الطاقة في عملية الإصدار بمقدار ΔE يُعطى بالعلاقة:

$$\Delta E = (E_N + E_\pi) - Mc^2$$

$$= \sqrt{(-Pc)^2 + (Mc^2)^2} + \sqrt{(Pc)^2 + (m_p c^2)^2} - Mc^2$$

وبما أن $P << m_\pi c^2$ و $P << Mc^2$ ومنه:

$$\Delta E \approx m_p c^2$$

وبما أن علاقة الارتياب $\hbar \leq \Delta E \,.\, \Delta t$ تسمح بخرق قانون حفظ الطاقة لأصغر فترة زمنية تساوي Δt:

$$\Delta t \approx \frac{\hbar}{\Delta E}$$

فإن أكبر مسافة يقطعها البيون الافتراضي هي:

$$R = c \,.\, \Delta t = \frac{\hbar c}{m_p c^2} = \frac{\hbar}{m_p c}$$

وباعتبار أن R متوسط المسافة بين النيوكلونات، أي أن $R = 1.4\ F$ فإن:

$$m_p c^2 = \frac{\hbar c}{R} = \frac{197.3\ MeV.F}{1.4F} = 140\ MeV$$

ولقد دلت القياسات التجريبية التي جرت عام 1947 على وجود بيون موجب π^+ وبيون سالب π^- طاقة كل منهما تساوي:

$$m_{\pi+} c^2 = m_{\pi-} c^2 = 139.57\ MeV \approx 140\ MeV$$

كما تمَّ، في عام 1950، اكتشاف البيون المعتدل الشحنة عند دراسة التصادم عالي الطاقة حيث وجد أن كتلته تساوي:

$$m_{p^\circ} c^2 = 134.96 MeV \approx 135 MeV$$

وتوجد قوة رابعة تسمى قوة التفاعل الضعيف Weak Interaction تظهر في بعض ظواهر تفكك النوى غير المستقرة مثل تفكك β. والشدة النسبية للقوى الأربعة: النووية القوية، الكهرطيسية، الضعيفة والتجاذب العام هي:

1 , 10^{-2} , 10^{-14} , 10^{-40} على الترتيب.

5.3 - الانشطار النووي:

يبدأ تاريخ الانشطار النووي بتجارب فيرمي Fermi المتعلقة بتوليد النشاط الإشعاعي باستخدام النيوترونات. ففي عام 1934 عرّض فيرمي عدداً من العناصر، منها اليورانيوم، للنيوترونات ووجد أن النشاط الإشعاعي المتولد يملك أعمار نصف متغيرة. وكشفت دراسات تفصيلية للظاهرة السابقة سلاسل عناصر مشعة حيث يتفكك أحدها معطياً الآخر.

فعندما تأسر نوى اليورانيوم نيوتروناً ينتج نظير يورانيوم ثقيل الذي يشع جسيم β، أي يصدر الكتروناً. والعنصر الناتج 93 يعطى أيضاً الكتروناً متحولاً لعنصر عدده الذري 94. وتم تفسير ذلك بمعرفة أن لليورانيوم نظائر عدة، كلٌّ واحد منها يصبح مسؤولاً عن سلسلة مشعة بعد تعرضه للنيوترونات. ومع ذلك، فدراسة الخصائص الكيميائية للعناصر الناتجة بينت وجود عناصر أخف من نظائر اليورانيوم مثل الراديوم $^{226}_{88}Ra$ والأكتنيوم $^{227}_{89}Ac$. وبينت تجارب أخرى أن نواتج تعريض نظائر اليورانيوم للنيوترونات تشبه الراديوم والأكتنيوم.

وفي عام 1938 بين هاهن Hahn وستراسمان Strassman بوساطة الكيمياء الإشعاعية التحليلية أن اليورانيوم المشعع بالنيوترونات ينتج عنه عنصر الباريوم $_{56}Ba$ الذي يقع في منتصف الجدول الدوري والمماثل كيمائياً لعنصر الراديوم $_{88}Ra$. ووضح فريش Frisch ومتنر Meitner هذه النتيجة المدهشة بافتراض أن النواة الثقيلة الناتجة عن أسر نيوترون تنشطر إلى قسمين متساويين تقريباً (تسميان شظيتا الانشطار) Z_1 وZ_2 هما عدداهما الذريان و A_1 وA_2 عدداهما الكتليان بحيث:

$$Z_1 + Z_2 = Z \quad , \quad A_1 + A_2 = A + 1 \approx A \qquad (5)$$

وينتج عن الانشطار النووي السابق طاقة كبيرة َQ تعطى كما يلي:

$$Q = [M - (M_1 + M_2)]c^2 \qquad (6)$$

حيث M كتلة النواة المنشطرة و M_1 , M_2 كتلتي شظيتي الانشطار.

واعتماداً على ما وجدناه في الفصل الأول فإن متوسط طاقة ارتباط النيوكلون في النــواة M(A,Z) تعطى كما يلي:

$$e = B/A = [Zm_P + (A-Z)\,m_n - M]\,c^2/A$$

ومنها نجد:

$$Mc^2 = \{Z\,m_P + (A - Z)\,m_n\}c^2 - \varepsilon A$$
$$M_1\,c^2 = \{Z_1\,m_P + (A_1 - Z_1)\,m_n\}c^2 - \varepsilon_1 A_1$$
$$M_2\,c^2 = \{Z_2\,m_P + (A_2 - Z_2)\,m_n\}c^2 - \varepsilon_2 A_2$$

وبالتعويض في (6)، وبالاعتماد على (5) نجد:

$$Q = e_1\,A_1 + e_2\,A_2 - e\,A = A(\bar{e} - e)$$

حيث" $\bar{e} = (e_1\,A_1 + e_2\,A_2)/A$ والتي تمثل متوسط طاقة الارتباط للنيوكلون لشــظيتي الانشطار. ومن أجل النوى الواقعة في منتصف الجدول الدوري فإن $\bar{e}$ أكبر من ε لليورانيوم بحوالي 0.8 MeV أي أن $\bar{e} - e = 0.8\,MeV$ وبالتالي فإن:

$$Q = A\,(\bar{e} - e) = 238 \times 0.8 \approx 200\,MeV$$

ومعظم طاقة الانشطار السابقة تحرر على شكل طاقة حركـــة Q_f لشــظايا الانشــطار. وتعتمد هذه النتيجة على أن نواتج الانشطار تنطلق تحت تأثير قوى كولون الكبيرة. إن الطاقة الكولونية بين شظيتي الانشطار، التي تفصل بينهما مسافة δ، تساوي:

$$V_c = k\,\frac{Z_1\,Z_2\,e^2}{d}$$

حيث Z_1 و Z_2 شحنتا شظيتي الانشطار و $\delta = R_1 + R_2$ على اعتبار R_1 نصــف قطــر الشظية الأولى و R_2 نصف قطر الشظية الثانية. وحيث نصف قطر النواة، وكما رأينـــا فـــي الفصل الأول، يُعطى كما يلي:

$$R = r_0\,A^{1/3} = 1.4 \times 10^{-13}\,A^{1/3}\,cm$$

فإذا فرضنا أن $Z_1 = Z_2 = 92/2 = 46$ وأن $R_1 = R_2$ أي

$A_2 = A_1 = 238/2 = 119$، فإننا نجد:

$$V_c = 9 \times 10^9 \frac{(46)^2 \ (1.6 \times 10^{-19})^2}{2 \times (1.4 \times 10^{-15}) \sqrt[3]{119} \times 1.6 \times 10^{-13}}$$

$$\approx = 200 \text{ MeV}$$

ويعني هذا أن V_c من رتبة Q المحسوبة سابقاً.

وبما أن اليورانيوم 238 يحتوي على زيادة نسبية في النيوترونات حيث $\frac{N}{Z} = 1.59 > 1$، فإن نواتج الانشطار تملك أيضاً زيادة نسبية في النيوترونات. وبالتالي فإن هذا النواتج تصـدر جسيمات β وتمثل أيضاً نقطة بداية لسلسلة مشعة. ويعني هذا أن بعضاً من الطاقة المحـررة Q عن الانشطار يذهب كطاقة تفكك Q_b لإصدار جسيمات β. ويجـب أن نتوقـع أيضـاً صدور مباشر للنيوترونات عن شظايا الانشطار، والتي تحمل جزءاً من الطاقة المحررة عـن الانشطار نرمز له بـ Q_n.

6.3ـ نظرية الانشطار النووي Nuclear Fission Theory:

لقد طور بور Bohr، عام 1939، نظرية الانشطار النووي. ولقد حلل فرانكـل Frankel، فرضيات فريش ـ متنر حول عدم استقرار النوى الثقيلة وممانعتها لتغير شكلها ثـم وضـع توجهاً يعتمد على نموذج القطرة السائلة. ونبين فيما يلي نظرية مبسطة للانشطار النووي.

1.6.3 ـ طاقة الانشطار Fission Energy

لقد بينا أن طاقة الانشطار Q تذهب على شكل طاقة حركة Q_f لشـظايا الانشـطار و Q_β طاقة تفكك لجسيمات β. وبإهمال طاقة النيوترونات Q_n فإننا

نكتب:

$$Q = Q_f + Q_\beta$$

ولحساب Q_f نفرض أن العدد الكتلي A والعدد الـذري محفوظـان، أي المعادلتـان (5) محققتان. واعتماداً على ذلك فإن Q_f تساوي تقريباً Q، ونكتب:

$$Q_f = [M - (M_1 + M_2)]c^2$$

$$= \{[Z_1 m_P + (A_1 - Z_1) m_n - M_1] + [Z_2 m_P + (A_2 - Z_2) m_n - M_2] - [(Z_1 + Z_2) m_P + (A_1 + A_2 - Z_1 - Z_2) m_n - M]\}c^2$$

$$Q_f = B_1 + B_2 - B \tag{7}$$

حيث B_1 , B_2 , B طاقات ارتباط النوى M_1 , M_2 , M على الترتيب.

واعتماداً على ما تم التوصل إليه في المثال (15) من الفصل الأول فإن طاقة ارتباط النواة تعطى بعلاقة ويزكر التالية:

$$B = a_J\ A - a_s\ A^{2/3} - a_c\ \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a\ \frac{(A-2Z)^2}{A} \qquad (8)$$

حيث تم إهمال الحد الأخير، حدَّ التزاوج، لصغره بالنسبة للنوى الثقيلة. وكما هو معروف من التجربة، فإن الانشطار لا متماثل. ولذلك فإننا سنأخذ علاقة لا متماثلة، تربط بين A_1 و A_2 و Z_1 و Z_2، هي التالية:

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{Z_2}{Z_1} = \frac{3}{2}$$

وبما أن $A_2 + A_1 = A$, $Z_2 + Z_1 = Z$ فإن:

$$A_2 = \frac{3}{5}A \ ,\ A_1 = \frac{2}{5}A \quad ,\ Z_2 = \frac{3}{5}Z \ ,\ Z_1 = \frac{2}{5}Z$$

وبالتعويض في (8) نجد:

$$B_1 = a_J\ A_1 - a_s\ A_1^{2/3} - a_c\ \frac{Z_1^2}{A_1^{1/3}} - a_a\ \frac{(A_1-2Z_1)^2}{A_1}$$

$$= \frac{2}{5}a_J\ A - (\frac{2}{5})^{2/3} a_s\ A^{2/3} - (\frac{2}{5})^{5/3} a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \frac{2}{5} a_a\ \frac{(A-2Z)^2}{A}$$

$$B_2 = \frac{3}{5}a_J\ A - (\frac{3}{5})^{2/3}\ a_s\ A^{2/3} - (\frac{3}{5})^{5/3}\ a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \frac{3}{5} a_a \frac{(A-2Z)^2}{A}$$

وبالتعويض عن B_1 , B_2 في (7) نجد:

$$Q_f = -0.25 a_s\ A^{2/3} + 0.36 a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} \qquad (9)$$

يعد تفاعل الانشطار النووي مصدراً مهماً للطاقة حيث تتزايد احتياجات الإنسان المعاصر لها. وكما رأينا سابقاً فإن كمية كبيرة من الطاقة تتحرر بعد كلِّ انشطار نووي، حيث تقدر الطاقة الناتجة عن الانشطار الواحد بحوالي 200MeV. ويمكن حساب هذه الطاقة بعدة طرق. ولنأخذ مثلاً الانشطار النووي التالي:

$$ {}^{235}_{92}U + {}^{1}_{0}n \longrightarrow {}^{236}_{92}U^{*} \longrightarrow {}^{141}_{56}Ba + {}^{92}_{36}Kr + 3{}^{1}_{0}n + Q $$

كما ويمكن أن يتم الانشطار السابق كما يلي:

$$ {}^{235}_{92}U + {}^{1}_{0}n \longrightarrow {}^{236}_{92}U^{*} \longrightarrow {}^{142}_{57}La + {}^{92}_{35}Br + 2\,{}^{1}_{0}n + Q $$

وتحسب طاقة الانشطار Q، في التفاعل الأخير، كما يلي:

$$ Q = [M_U + M_n - (M_{La} + M_{Br} + 2\,M_n)]\,c^2 \qquad (10) $$

حيث بعد التعويض عن الكتل بقيمها نجد أن:

$$ Q \approx 200\text{MeV} $$

وتظهر هذه الطاقة على شكل طاقة حركية لشظايا الانشطار والنواتج الأخرى مثل جسيمات β والنيوترونات أو أشعة جاما.

مثال (3):

بفرض أن متوسط الطاقة الحرارية الناتجة عن انشطار نواة يورانيوم 235 يساوي 194MeV، فاحسب الاستطاعة التي نحصل عليها يومياً من انشطار 1g من اليورانيوم 235.

الحل:

$$ 194\ \text{MeV} = 194 \times 1.6 \times 10^{-13}\ \text{J} = 3.11 \times 10^{-11}\ \text{J} $$

وبما أن كتلة M من اليورانيوم تحوي على $\frac{N_a \times M}{A}$ ذرة، حيث N_a عدد أفوكادرو، فإن عدد الذرات n الموجودة في 1g من اليورانيوم 235 يساوي:

$$ n = \frac{6.02 \times 10^{23} \times 1}{235} = 2.56 \times 10^{21} \quad atoms $$

وبالتالي فإن الطاقة الحرارية Q الناتجة عن 1g من اليورانيوم تساوي:

$$ Q = 3.11 \times 10^{-11} \times 2.65 \times 10^{21} = 7.96 \times 10^{10}\ \text{J} $$

أما الاستطاعة الناتجة عن الطاقة Q السابقة فتساوي:

$$ P = \frac{Q}{3600} = 2.21 \times 10^{7}\ Whr $$

أو: $P = 22.1\ \text{MWhr}$

ولحساب الاستطاعة اليومية فإننا نقسم على 24hr فنجد:

$$Pd = P/24 = 0.92 \text{ MWd}$$

أي نحصل على طاقة حرارية تساوي 1MWd تقريباً عند انشطار جرام واحد من اليورانيوم 235.

2.6.3 ـ آلية الانشطار The Mechanism of Fission

حتى يحدث الانشطار يجب أن تكون الطاقة Q_f في المعادلة (9) موجبة، أي:

$$Q_f > 0$$

أو

$$0.36\, a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} > 0.25\, a_s\, A^{2/3}$$

ومنها نجد:

$$\frac{Z^2}{A} > 16$$

حيث: $a_c = 0.74$ MeV , $a_s = 17.23$ MeV والمعطاة في المثال (15) من الفصل الأول.هذا الشرط محقق من أجل النوى الثقيلة كفاية والتي تبدأ بالفضة:

$$\frac{Z^2}{A}\,({}^{108}_{47}Ag) = \frac{(47)^2}{108} = 20 > 16$$

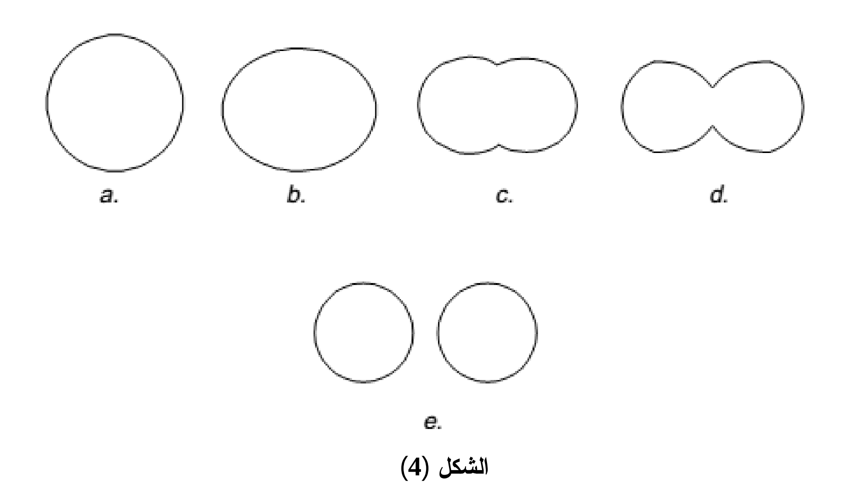
فمن وجهة طاقية، فإن الانشطار ممكن من أجل كل النوى الواقعة في النصف الثاني من الجدول الدوري. ولا تؤكد التجربة هذه النتيجة حيث تم التأكد تجريبياً من انشطار ثلاث نوى فقط هي الثوريوم ${}_{90}Th$ والبروتكتنيوم ${}_{91}Pa$ واليورانيوم ${}_{92}U$. وبالتالي لا بد من تطوير الدراسة السابقة.

لنفرض أن النواة قد تمت إثارتها بوساطة أسر نيوترون وبالتالي فإنها تبدأ بالاهتزاز، ففي حالة طاقة الإثارة المنخفضة فإن النواة ستهتز وسيتغير شكلها من الشكل الكروي إلى مجسم القطع الناقص Ellipsoidal ثم تعود إلى الشكل الكروي تحت تأثير قوى المرونة الناتجة عن التوتر السطحي.

أما إذا كانت طاقة الإثارة كافية فإن النواة لن تعود إلى شكلها الأوّلي (الشكل الكروي). وعند هذه الحالة، فإن قوى كولون التنافرية تتابع بتغيير شكل النواة لتمر بالمراحل التالية: كرة، مجسم قطع ناقص، ساعة رملية، شظايا كمثرية، كرتان كما في الشكل (4). فقوى كولون

التنافرية كبيرة بحيث لا يمكن أن تعوضها قوى التوتر السطحي في المرحلة الثانيـــة (ســـاعة رملية).

فإذا فرضنا أن مجسم القطع الناقص الناتج في المرحلة الأولى عبارة عــن مجســم قطـــع ناقص دوراني Ellipsoidal of Revolution، وبالتالي يمكن حساب



الشكل (4)

التغير في الطاقتين السطحية والكولونية. لنفرض أن المحور الكبير لمجسم القطـــع النـــاقص الدوراني a = R (1 + η) والمحور الصغير $b = R/\sqrt{1+h}$ حيث η وســيط صـــغير. إن الاختيار السابق مبرر لأن النواة المشبهة بقطرة السائل غير قابلة للانضغاط حيث حجم النواة الكروية $\frac{4}{3}p\ R^3$ يساوي حجم النواة التي شكلها مجسم قطع ناقص $\frac{4}{3}p\ ab^2$، أي:

$$V_{el} = \frac{4}{3}p\ ab^2 = \frac{4}{3}p\ R^3$$

إن سطح مجسم القطع الناقص الدوراني يُعطى بالعلاقة:

$$S_{el} = 2p\ ab\ (\sqrt{1-g^2} + \frac{\sin^{-1} g}{g})$$

حيث: $g = \sqrt{a^2 - b^2}\ /\ a$.

وبتعويض قيمتي a وb في المعادلة السابقة وبالاكتفاء بعد النشر بحد الدرجة الثانية لـــ η نجد:

$$S_{el} = 4p\ R^2\ (1 + \frac{2}{5} h^2)$$

وبالتالي فإن الطاقة السطحية B_S' متناسبة مع S_{el}، أي:

$$B_S' = B_s\ (1 + \frac{2}{5} h^2)$$

حيث B_s حد السطح في علاقة ويزكر، وذلك باعتبار أن النواة كروية الشكل. ونلاحظ من العلاقة السابقة أن B_S' تزداد بازدياد η. ويمكن حساب الطاقة الكولونية لنواة لها شكل مجسم قطع ناقص بحل معادلة بواسون لمجسم قطع ناقص دوراني مشحون بانتظام، والتي تعطي:

$$B_c' = B_c\ (1 - \frac{1}{5} h^2)$$

حيث B_c حد التنافر الكولوني في علاقة ويزكر باعتبار النواة كروية الشكل. ونلاحظ مـــن العلاقة السابقة أن B_c' تتناقص بازدياد η. واعتماداً على المعادلتين السابقتين يمكـــن إيجـــاد طاقة التشوه ΔQ، كما يلي:

$$\Delta Q = (B_s' - B_s)\ +\ (B_c' - B_c)$$

$$= \frac{2}{5} h^2\ B_s\ -\ \frac{1}{5}\ h^2\ B_c$$

$$= \frac{h^2}{5}\ \ (2\,B_s - B_c)$$

وتبين المعادلة الأخيرة أن النواة تكون مستقرة إذا كان $\Delta Q > 0$، أي إذا كان:

$$2B_s\ >\ B_c$$

أو:

$$-2a_s\ A^{2/3} > -a_c\ \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

ومنها نجد: $$\frac{Z^2}{A}\ > 2\frac{a_s}{a_c} = 47$$

ونستنتج من ذلك أن النواة التي تحقق الشرط السابق تنشطر تلقائياً.

لكن نجد من أجل النوى $^{245}_{96}Cm$ ، $^{249}_{98}Cf$ ، $^{253}_{100}Fm$ أن:

$$\frac{Z^2}{A}(Fm) = 40 \ , \ \frac{Z^2}{A}(Cf) = 39 \ , \ \frac{Z^2}{A}(Cm) = 38$$

ومع ذلك فإن احتمال انشطار النوى السابقة غير معدوم. ويتم تفسير ذلك بوساطة مفعول النفق الكمي كما هو الحال بالنسبة لتفكك جسيمات ألفا. حيث يوجد هنا حاجز انشطار شبيه بحاجز الجهد الكولوني الذي يعترض جسيمات ألفا عند تفككها. وهذا ما سنتحدث عنه في الفقرة التالية.

3.6.3 ـ حاجز الانشطار Fission Barrier

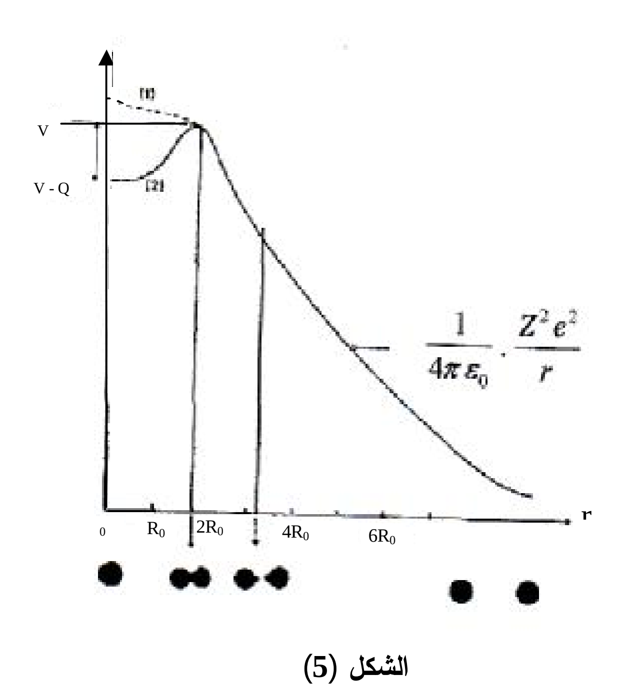
من أجل السهولة، لنأخذ الانشطار المتماثل. ولنفرض أن كلَّ شظية ناتجة عن الانشطار عبارة عن كرة نصف قطرها $R_0 = r_0 \ (\frac{A}{2})^{1/3}$ حيث A العدد الكتلي للنواة المنشطرة.

لنفرض أننا حاولنا تقريب شظيتي الانشطار المشحونتين بشحنتين موجبتين من اللانهاية إلى مسافة أدنى اقتراب $r = 2R_0$ بحيث تتلامسان كما في الشكل (5). وعند المسافة السابقة تبدأ القوى النووية بالظهور. فإذا كانت شدة القوى النووية كافية من أجل $r < 2R_0$ فإن الطاقة الكامنة تتناقص ويتكون بئر جهدي والنواة المتشكلة من الشظيتين مستقرة. وبالعكس، إذا لم تتناقص الطاقة الكامنة، من أجل $r < 2R_0$ فإن استقرار النواة الناتجة غير ممكن، وبالتالي يمكن اعتبار حاجز انشطار بالارتفاع التالي:

$$V = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \cdot \frac{(Z/2)^2 \ e^2}{2R_0}$$

ويمكن رسم المخطط المبين في الشكل (5). يمثل V حاجز كولون الذي يجب أن تتغلب عليه شظية الانشطار كي تنطلق من النواة. وتوجد حالتان ممكنتان حسب الطاقة المحررة من عملية الانشطار.

أ ـ الانشطار التلقائي: ويحدث من أجل $Q > V$ حيث تمثل الطاقة الكامنة بالمنحني المبين بالشكل (5). والنوى الناتجة لا يمكن أن تكون مستقرة، فهي تعاني مباشرة من الانشطار. ويحدث هذا، وفي أغلب الحالات من أجل $Z>100$ ويفسر هذا لماذا يكون من الصعب أكثر فأكثر صنع نوى تكبر أكثر فأكثر نوى اليورانيوم، والتي تسمى نوى ما بعد اليورانيوم.



الشكل (5)

<u>ب ـ الانشطار المحرَّض</u><u>:</u> حيث تمثل الطاقة الكامنة بالمنحني (5) ويكون Q<V. ويمكن أن تحصل النواة على طاقة التحريض عن طريق قذفها بالنيوترونات، فتتكون نواة مركبة مثارة يمكن أن تنشطر كما هو الحال بالنسبة للنواة ^{235}U. كما يمكن للانشطار التلقائي أن يحدث عن طريق مفعول النفق، إلا أن حاجز الانشطار يصبح مهماً بازدياد V - Q . فمثلاً في حالة ^{238}U فإن $V - Q \approx 5MeV$ وعمر نصف الانشطار من مرتبة تساوي 10^{16} سنة، حيث نحصل على 25 انشطاراً في الساعة لكل جرام من ^{238}U.

<u>مثال (4):</u>

بفرض أن نواة اليورانيوم 238 تنشطر كما في المعادلة التالية:

$$^{238}_{92}U \longrightarrow 2\ \ ^{119}_{46}Pd$$

$$238.05079u \qquad 118.92311u$$

فاحسب طاقة الانشطار Q ثم احسب V- Q.

الحل:

$$Q = (238.05079\ - 2\ \times 118.92311)\ uc^2 \approx 191\ MeV$$

وقد وجدنا، في مقدمة هذا الفصل، أن:

$$V = V_c \approx 200 \text{ MeV}$$

وبالتالي فإن:

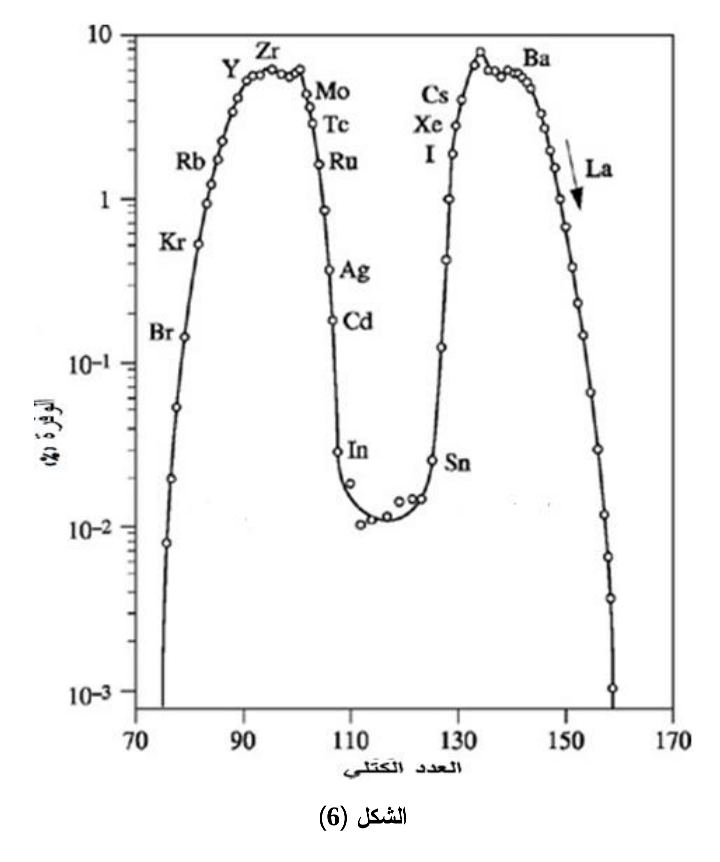
$$V - Q = 9 \text{ MeV}$$

إن حساباً أكثر دقة يعطي:

$$V - Q \approx 5 \text{ MeV}$$

4.6.3 ــ شظايا الانشطار Fission Fragments

إن تقسيم نواة إلى شظيتين متقاربتين بالكتلة وكل منهما قريبة من نصف كتلة النـــواة الأم يمكن أن يتم بوساطة عدد كبير من الطرق المختلفة. فاليورانيوم 235، وتحت تأثير نيوترون حراري، يمكن أن ينشطر بوساطة ثلاثين طريقة مختلفة معطياً حوالي ستين شظية انشـــطار متمايزة. وبالنسبة للعدد الكلي لشظايا الانشطار الناتجة عن اليورانيوم 235، يبين الشكل (6) النسبة المئوية



الشكل (6)

(الوفرة %) لكل شظية بتابعية العدد الكتلي A للشظايا السابقة.

إن المنحنيات الموافقة للنوى الثقيلة الأخرى(^{233}U , ^{238}U , ^{232}Th) مماثلة لما هو مبين في الشكل (6)، حيث يبقى عدد شظايا الانشطار الناتجة ثابتاً.

إن نواتج الانشطار تتغير من الناحية الكيميائية نتيجة لتفكك β. والسلسلة التالية مثال على مجموعة من التفككات التي يتلو الواحد منها الآخر:

$$^{140}_{54}c_e \xrightarrow[16S]{b^-} {}^{140}_{55}Cs \xrightarrow[66S]{b^-} {}^{140}_{56}Ba \xrightarrow[12.8d]{b^-} {}^{140}_{57}La \xrightarrow[40hr]{b^-} {}^{140}_{58}Ce \text{ (مستقرة)}$$

وإذا كانت عملية الانشطار تستمر زمناً كافياً بسرعة ثابتة فإننا نصل إلى اتزان في معظم السلاسل ولا يتغير التركيب الكيميائي لنواتج الانشطار فيما بعد. ويكون كل عنصـــر عندئـــذ ممثلاً بعدد من النظائر من مختلف السلاسل. وفي حالة الاتزان يكون ربع نـــواتج الانشـــطار كلها من العناصر الترابية النادرة. ومن أهم العناصر الأخـــرى الزيركونيـــوم بنســـبة 15% والموليبدنيوم بنسبة 12% والسيزيوم بنســـبة 6.5%. وتســـاوي نســـبة غـــازي الكزينـــون والكريبتون 16% حيث يبلغ حجم هذين الغازين عن انشطار كيلو جرام واحد من اليورانيـــوم 235 على مدى حوالي 4 سنوات أكثر من $25m^3$ في الظروف العادية.

5.6.3ـ نيوترونات الانشطار Fission Neutrons

إن نواة اليورانيوم 236 الناتجة عن قذف نواة اليورانيوم 235 بالنيوترونات تكون غنيـــة بالنيوترونات، أي أن: $N/Z > 1$ للنوى القابلة للانشطار.

وبعد انشطار النواة إلى نواتين كلٌّ منهما أصغر منها، فإن النسبة N/Z لهـــاتين النـــواتين مماثلة غالباً للنسبة N/Z للنواة الأم. ولنأخذ الانشطار المبين في المعادلة التالية:

$$^{235}_{92}U + {}^{1}_{0}n \longrightarrow {}^{236}_{92}U^* \longrightarrow {}^{102}_{42}Mo + {}^{132}_{50}Sn + 2\,{}^{1}_{0}n + Q \qquad (11)$$

فنجد أن النواة المركبة ^{236}U غنية بالنيوترونات حيث $\frac{N}{Z}=1.57$. وهكـــذا ســـيظل الحـــال بالنسبة لشظيتي الانشطار الناتجتين، حيث نجد أن الشظية ^{132}Sn زوجية السحرية , $N = 82$ $Z = 50$ ومن ثم نتوقع أن تكون النواة السابقة أهم النوى الناتجة عن الانشطار.

ونجد أن النواتين الناتجتين في كل منهما $\frac{N}{Z} > 1$. وأكثر من ذلك فإن النســـبة الســـابقة تحقق المتراجحة $\frac{N}{Z} > \frac{N_0}{Z_0}$ لكل من شظيتي الانشطار السابقتين، حيـــث تعطـــى N_0 / Z_0

بالعلاقة (18) من الفصل الثاني. وبالتالي فكل نواة من شظيتي الانشطار السـابقتين تصـدر جسيمات فور تكونها للوصول إلى الاستقرار.

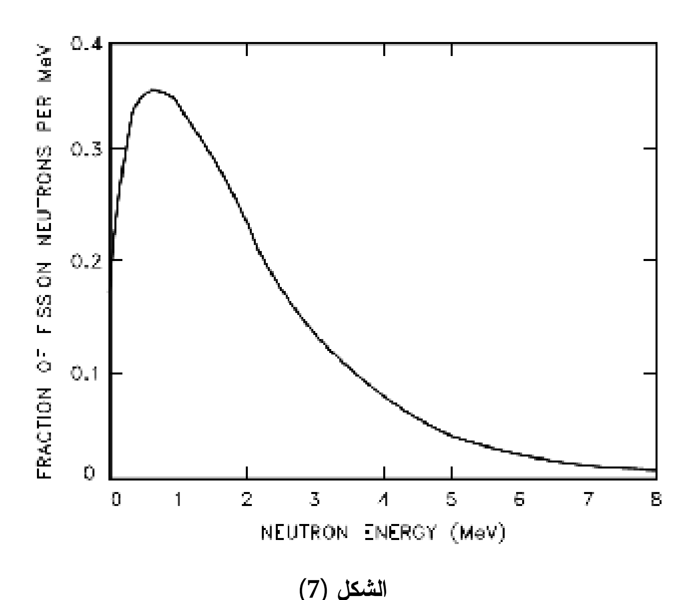
إن كلاً من شظيتي الانشطار غالباً ما تكون مثارة بطاقة عالية تقع ضمن المجال: MeV 6 إلى 8MeV. وحيث إن كلاً من هاتين الشظيتين غنية بالنيوترونات وحيث إن طاقـة ارتباط النيوترون في النواة تساوي حوالي 7MeV فـإن هـذه الشـظايا غالبـاً مـا تطلـق النيوترونات فور تكونها أي تنطلق منها نيوترونات لحظية Prompt وذلك خلال زمن قصـير جداً في حدود 10^{-14} ثانية. وقد وجد أن النيوترونات المنطلقة في الانشطار النووي تنقسم إلى قسمين رئيسين:

6.6.3 ـ النيوترونات اللحظية Prompt Neutrons

بعد 10^{-14} ثانية من انشطار نواة اليورانيوم 236 ينطلق 99% من نيوترونات الانشـطار والتي تسمى نيوترونات الانشطار اللحظية. ويرافق أيضاً النيوترونات اللحظية إصدار لأشعة جاما تسمى كذلك أشعة جاما اللحظية Prompt γ - Rays.

تنطلق النيوترونات اللحظية بطاقات مختلفة. إن طيف الطاقة للنيوترونات اللحظية مبين فـي الشكل (7) من أجل اليورانيوم 235 المنشطر بوساطة نيوترونات حرارية.

ويبين الشكل (7) أن طاقة النهاية العظمى للطيف تساوي 1MeV تقريباً. أما متوسط طاقـة النيوترونات اللحظية فتساوي 2MeV تقريباً.



الشكل (7)

وقد سجلت لنيوترونات الانشطار قيم طاقة تبلغ 18MeV، إلا أن النيوترونـــات اللحظيـــة ابتداءً من 10MeV تكون قليلة لدرجة أنها لا تكون ذات قيمـــة عمليـــة. إن طيـــف الطاقـــة للنيوترونات اللحظية والمبين بالشكل (7) يمكن أن يُعبر عنه بوساطة المعادلة التالية:

$$c\,(K) = 0.453\,e^{-1.o36K}\ \sinh(2.29K)^{0.5}$$

حيث K الطاقة الحركية للنيوترون وsinh يمثل تابع الجيب القطعي.

3. 7.6ـ النيوترونات المتأخرة Deℓayed Neutrons

تمثل النيوترونات المتأخرة 1% من نيوترونات الانشطار. وقد أطلق عليها هذا الاسم لأنها تنطلق متأخرة قليلاً بعد عملية الانشطار، كما وأن شدتها تنخفض بمـــرور الـــزمن. ويمكـــن تصنيف هذه النيوترونات في ست مجموعات حسب عمرها النصفي. ونبين في الجدول التالي هذه المجموعات

المجموعة	عمر النصف (s)	الطاقة (MeV) الخاصة بـــ ^{235}U
1	54 -56	0.25
2	21 - 23	0.56
3	5 - 6	0.43
4	1.9 – 2.3	0.62
5	0.5 – 0.6	0.42
6	0.17 – 0.27	–

وعمر النصف وطاقة كلٍ منها بالنسبة لليورانيـــوم 235، حيـــث يـــتم الانشـــطار بوســـاطة النيوترونات الحرارية. ومما يجب ملاحظته من الجدول السابق أن طاقة النيوترونات المتأخرة أقل من طاقات معظم النيوترونات اللحظية.

ولتوضيح آلية انطلاق النيوترونات المتأخرة نعود إلى شظايا الانشطار، حيث بينا أن هذه الشظايا هي نوى غنية بالنيوترونات أي أنها غير مستقرة وتشع لجسيمات β. وكما بينا فـــي الفصل الثاني، فإن النواة $^{A}_{Z}c$ تصدر جسيم β^- كما في المعادلة التالية:

$$^{A}_{Z}x \longrightarrow {}^{A}_{Z+1}y + b^{-} + \overline{n}$$

فالنواة الناتجة عن تفكك β^- يزداد عددها الذري، أي يزداد عدد بروتوناتها بينما ينقص عـــدد نيوتروناتها مقارنة مع عدد بروتونات ونيوترونات النواة الأم. فإذا كانت النواة الوليدة y ذات طاقة إثارة كبيرة أعلى من طاقة ارتباط النيوترون بها فإن هذا النيوترون ينطلق حيث يســمى نيوتروناً متأخراً. ويرتبط زمن انطلاقه بعمر النصف لتفكك β^- للنـــواة الأم x ، أي لشـــظية الانشطار. وبالتالي فإن تصنيفنا للنيوترونات بـــ «نيوترونات متأخرة» راجع لعمـــر نصـــف المصدرات β الأصلية، أي لشظايا الانشطار. فمثلاً في الانشطار التالي:

$$^{235}_{92}U + {}^{1}_{0}n \longrightarrow {}^{147}_{57}La + {}^{87}_{35}Br + 2\ {}^{1}_{0}n + Q$$

عمر النصف لشظية الانشطار Br يساوي 55.6 ثانية والتي تتفكك مصدرة جسيم β^- كما يلي:

$$^{87}_{35}Br \longrightarrow {}^{87}_{36}Kr + b^- + \bar{n}$$

إن نواة الكريبتون 87 الناتجة يمكن أن توجد في عدة مستويات إثارة تصـــل حتـــى 6.3 MeV وحيث إن هذه الطاقة أكبر من طاقة ارتباط النيوترون في نواة الكريبتون السابقة فـــإن نيوتروناً ينطلق منها وفق المعادلة:

$$^{87}_{36}Kr \longrightarrow {}^{86}_{36}Kr + {}^{1}_{0}n$$

وبالتالي فإن عمر النصف للنيوترون المتأخر السابق يساوي 55.6 ثانية.

ويجب أن نلاحظ أن نواة الكريبتون 87 تحتوي على 51 نيوتروناً، أي تحتوي على عـــدد سحري (50) ونيوترون مفرد. ومن ثم فإن هذا النيوترون الأخير مـــرتبط ارتباطـــاً ضـــعيفاً بالنواة وتكون نواة الكريبتون 86 المبينة في المعادلة السابقة مســـتقرة. أمـــا بالنســـبة لنـــوى الكريبتون 87 والتي لا تملك طاقة إثارة أكبر من طاقة ارتباط النيوترون فإنها تتفكك بإصدار جسيمات β^- حتى تصل إلى عنصر السترنشيوم Sr المستقر. ونلخص تفكك شظية البروم Br بالشكل (8).

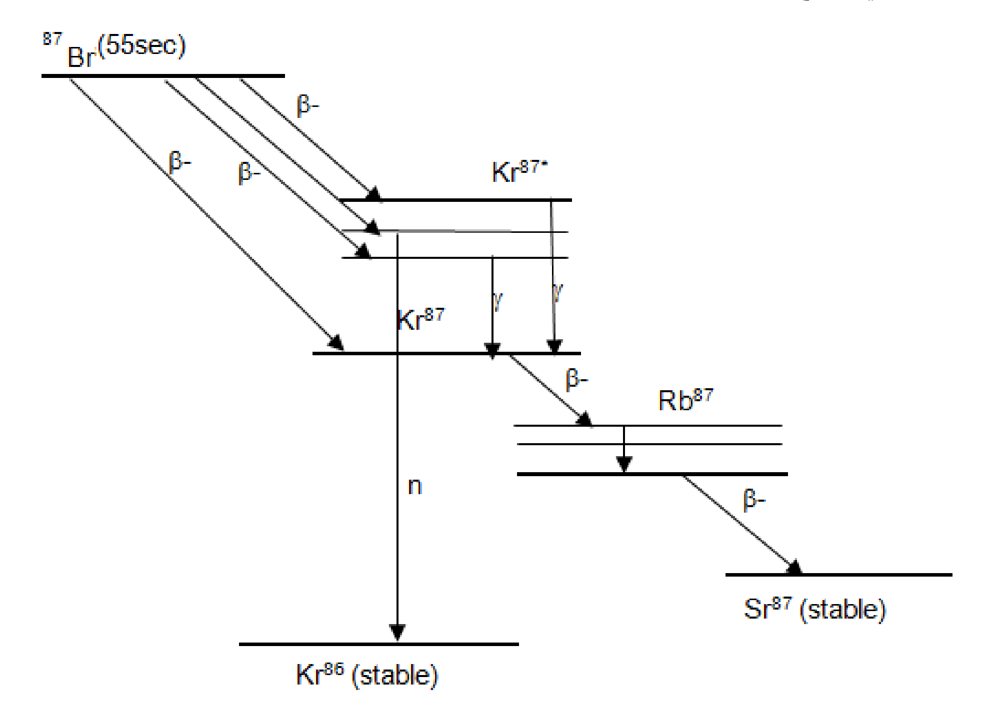
أما باقي مجموعات النيوترونات المتأخرة فيمكن أن تدرس بالأسلوب السابق نفســـه. فقـــد وجد أن مجموعة النيوترونات المتأخرة بعمر نصف قدره 24.5 ثانيـــة تنشـــأ عـــن شـــظية الانشطار $^{137}_{53}I$ الذي يتفكك عن طريق إصدار β^- معطياً $^{137}_{54}Xe$. إن النـــواة ^{137}Xe تحتـــوي على 83 نيوتروناً، حيث يمثل هذا العدد 82 عدداً سحرياً ونيوتروناً مفرداً. وبالتالي فإن النواة السابقة تعطي نيوتروناً بسهولة متحولة إلى النظير ^{136}Xe وذلك عندما تمتلك طاقـــة الإثـــارة الكافية.

تلعب النيوترونات المتأخرة دوراً فعالاً للسيطرة على المفاعلات النووية. ويرجع ذلك إلى أنه إذا فرضنا وجود النيوترونات اللحظية فقط فإن عمر النصف لهذه النيوترنونات يبلـــغ 63 ميكروثانية مما يجعل السيطرة على المفاعل بالغة الصعوبة، وذلك لقصـــر الفتـــرة الزمنيـــة السابقة. أما في حالة وجود النيوترونات المتأخرة بعمر نصف متوسط قدره حوالي 12 ثانيـــة فإن عمر النصف الكلي للنيوترونات يعطي كما يلي:

$$T_t = 63 \times 10^{-6} \times 0.9936 + 12 \times 0.0064 = 77 \times 10^{-3}\ s$$

حيث 0.9936 هي نسبة النيوترونات اللحظية عند انشطار اليورانيوم 235 والعـــدد 0.0064 يمثل نسبة النيوترونات المتأخرة.

وبالتالي تسمح الفترة الزمنية السابقة بحرية مقبولة للسيطرة على المفاعل النووي.



الشكل (8)

<u>مثال (5):</u>

إذا علمت أن كتلة كل من النظيرين $^{86}_{36}Kr$, $^{87}_{36}Kr$ تساوي:

$^{86}Kr = 85.9106u$, $^{87}Kr = 86.9134u$ وإن $m_n = 1.0087\ u$

والمطلوب: 1ـ احسب طاقة ارتباط النيوترون في النواة ^{87}Kr. ماذا تستنتج؟

2ـ بفرض أن النواة ^{87}Kr قد هيجت بطاقة قدرها 5.8 MeV فاحسب كتلة النـــواة $^{87}Kr^*$ الميهجة ثم احسب طاقة النيوترون الناتج عن النواة السابقة.

الحل:

$$S_n = [m_n + M(A-1,Z) - M(A,Z)]\, c^2$$
$$= (1.0087 + 85.9106 - 86.9134)\, uc^2$$
$$= 5.50 \text{ MeV}$$

ونستنتج من ذلك أنه إذا كانت النواة ^{87}Kr مهيجة بطاقـــة أكبـــر مـــن 5.50 MeV فـــإن نيوتروناً سينطلق من النواة السابقة وخاصة أن فيها 51 نيوتروناً حيـــث 50 عـــدد ســـحري بالإضافة لنيوترون مفرد.

(2
$$^{87}Kr^* = {}^{87}Kr + \frac{5.8}{931.84}\, u = 86.9196u$$

إن النواة $^{87}Kr^*$ تتفكك معطية نيوتروناً كما يلي:

$$^{87}_{36}Kr^* \longrightarrow {}^{86}_{36}Kr + {}^{1}_{0}n$$

وبالتالي الطاقة الحركية للنيوترون الناتج تساوي:

$$K_n \approx Q = ({}^{87}Kr^* - {}^{86}Kr - n)\, c^2$$
$$= (86.9196 - 85.9106 - 1.0087)\, u\, c^2$$
$$= 0.0003 \times 931.48$$

أي أن: $K_n \approx 0.28$ MeV

7.3ـ طرق الانشطار النووي: Nuclear Fission Method

هناك طرق عديدة لإثارة نواة ما بحيث تكون طاقة الإثارة كافية لانشـــطارها، ومـــن ثـــم يحدث الانشطار النووي. وسوف نتناول فيما يلي هذه الطرق:

1.7.3 ـ الانشطار الحراري Thermal Fission

يمكن للنيوترونات الحرارية أن تسبب انشطاراً لبعض النوى عند قذفها بهذه النيوترونـــات مثل اليورانيوم 235 والبولونيوم 239. حيث تعرف هذه النوى بالنوى الانشطارية كما بينـــا فيما سبق. ويعرف الانشطار الناتج عن النيوترونات الحرارية بالانشطار الحراري.

2.7.3 ــ الانشطار السريع Fast Fission

تنشطر بعض النوى عند قذفها بنيوترونات سريعة كما يحدث لنواة اليورانيـــوم 238. إذ يمكن لهذا النظير أن ينشطر عند قذفه بنيوترونات تبلغ طاقتها 1MeV أو أكثـــر. إن النظيـــر السابق لا ينشطر عندما يقذف بنيوترونات حرارية، ولكن انشـــطاره ممكـــن عنـــدما يقـــذف بالنيوترونات السريعة. ويرجع ذلك إلى قيمة طاقة الإثارة التي تحصل عليها النواة عند قـــذفها بالنيوترونات.

3.7.3 ــ الانشطار بوساطة الجسيمات المشحونة:

Fission With Charged Particles

يعد الانشطار من الناحية النظرية ممكن الحدوث عند قذف نواة ما بجسيمات مشحونة. فقد وجد أن النوى متوسطة الكتلة يمكن أن تنشطر عند قذفها بالبروتونات. فعلى ســـبيل المثـــال، عندما تُقذف نوى النحاس 63 بالبروتونات، بطاقة 50 MeV على الأقل، فإنها تنشـــطر إلـــى الكلور والألمنيوم حسب المعادلة التالية:

$$ {}_{1}^{1}H \;+\; {}_{29}^{63}Cu \;\longrightarrow\; {}_{17}^{38}C\mathbf{l} \;+\; {}_{13}^{25}A\mathbf{l} \;+\; {}_{0}^{1}n $$

كما ويمكن أن تنشطر نواة النحاس إلى الصوديوم والبوتاسيوم كما في المعادلة التالية:

$$ {}_{1}^{1}H \;+\; {}_{29}^{63}Cu \;\longrightarrow\; {}_{19}^{39}K \;+\; {}_{11}^{24}Na \;+\; {}_{0}^{1}n $$

4.7.3 ــ الانشطار الثلاثي Ternary Fission

ليس هناك نظرياً ما يمنع النواة المركبة من انشطارها إلى ثلاث شظايا بدلاً من اثنتين. إن ذلك ممكن الحدوث أيضاً في ضوء نموذج القطرة السائلة. فقد وجد أنـــه عنـــد قـــذف نـــواة يورانيوم 235 بالنيوترونات الحرارية فإن هناك 3 إلى 4 انشطارات ثلاثية من مجمـــوع 10^6 انشطارات ثنائية. كما وجد أنه هناك إمكانية لانطلاق شظيتي انشطار بالإضافة إلـــى جســـيم ثالث هو عبارة عن جسيم α عالي الطاقة، حوالي 15 MeV، كما يمكن أن ينطلق التريتيـــوم ${}_{1}^{3}H$ أو الهيدروجين الثقيل.

5.7.3 ــ الانشطار الضوئي Photo fission

يمكن لنواة ما أن تنشطر بعد قذفها بأشعة γ عالية الطاقة. فمثلاً يمكن استخدام أشعة جاما الناتجة عن مسرع البيتاترون بطاقة تتراوح من 8 إلى 16 MeV لشـــطر اليورانيـــوم الـــذي يوضع أمام هذه الأشعة على شكل أوكسيد اليورانيوم. ويمكن الكشف عن شـــظايا الانشـــطار

الناتجة بالكشف عن أشعة β الناتجة عن تفكك هذه الشظايا. ولقد لوحظ أن بداية الانشطار لليورانيوم يحدث عندما تكون طاقة أشعة جاما حوالي 7MeV أو أعلى.

مثال (6):

إذا علمت أن أشعة جاما تستطيع شطر نواة الديتريوم $_{1}^{2}H$ إلى نيوترون وبروتون حسب المعادلة التالية:

$$_{1}^{2}H \quad + g \quad \longrightarrow \quad _{1}^{1}H \quad + \quad _{0}^{1}n$$

فاحسب عتبة الطاقة اللازمة لأشعة جاما كي تستطيع شطر نواة الديتريوم.

الحل:

إن الطاقة الدنيا (أو عتبة الطاقة) اللازمة لعملية شطر الديتريوم تساوي طاقة ارتباطه. أي أن طاقة الفوتون الذي يستطيع تفكيك نواة الديتريوم إلى نيوترون وبروتون يجب أن تساوي على الأقل طاقة الارتباط للعنصر السابق، لهذا نكتب:

$$hn_{th} = (m_p + m_n - M_d)\,c^2$$

$$= (1.0078 + 1.0087 – 2.0141)\ uc^2$$

$$= 2.34\ MeV$$

8.3ـ المفاعلات النووية Nuclear Reactors

تعدّ مصادر الطاقة النووية أحد الاختيارات المطروحة أمامنا في بحثنا عن الطاقة، ولنتفحص الآن هذا التطبيق العملي للفيزياء النووية.

فلو عدنا إلى المعادلة (11) من هذا الفصل لوجدنا أن التفاعل بين النيوترون ونواة اليورانيوم 235 يتمتع بخواص هامة، منها:

1ـ كلُّ نيوترون يمتص بوساطة نواة قابلة للانشطار يولِّد نيوترونات جديدة وبمعدل 2.5 نيوتروناً لكل نواة ^{235}U تنشطر. ونسمي التفاعل السابق بالتفاعل المتسلسل.

2ـ تتحرر، عن التفاعل أعلاه، طاقة كبيرة يمكن الإفادة منها.

ويتم التفاعل السابق بوساطة النيوترونات السريعة والحرارية ولكن يفضل عند إجرائه استخدام النيوترونات الحرارية.

يحتوي اليورانيوم الطبيعي علـــى النظـــائر $^{238}_{92}U$, $^{235}_{92}U$, $^{234}_{92}U$ بالنســـب التاليـــة 99.275% , 0.720% , 0.005% على الترتيب (انظر الملحق C). والنظير الذي ينشطر بوساطة النيوترونات الحرارية هو، كما رأينا، اليورانيوم 235.

فعند ورود نيوترونات حرارية على اليورانيوم الطبيعي فإن معظم النيوترونـــات الناتجـــة عن تفاعل متسلسل تهرب أو تمتص بوساطة اليورانيوم 238. ولحل هذه المشـــكلة يســـتخدم اليورانيوم المخصب بالنظير ^{235}U كوقود للمفاعل النووي.

وعندما يمتص اليورانيوم 238 نيوتروناً دون أن ينشطر، فإنه يتفكـــك معطيـــاً عنصـــر النبتونيوم حسب المعادلة التالية:

$$^{238}_{92}U + ^{1}_{0}n \longrightarrow ^{239}_{93}U^* \longrightarrow ^{239}_{93}Np + b^- + \bar{n}$$

ويتفكك عنصر النبتونيوم 239 بإصدار جسيمات β حسب المعادلة:

$$^{239}_{93}Np \longrightarrow ^{239}_{94}Pu + b^- + \bar{n}$$

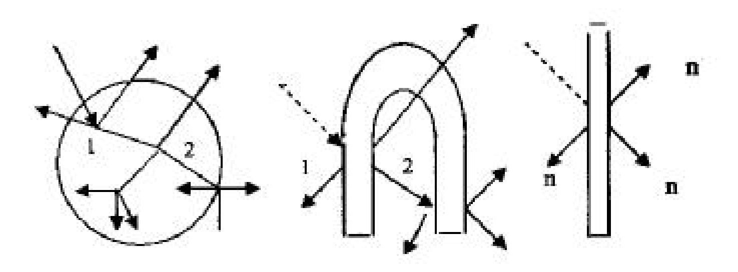
إن عنصر البلوتونيوم Pu غير موجود في الطبيعة، لكن يمكنـــه أنـــه ينشـــطر بوســـاطة النيوترونات الحرارية مثل اليورانيوم 235.

وكي يعود النيوترون السريع الناتج عن تفاعل الانشطار ليصبح نيوتروناً حرارياً تســـتخدم في المفاعل مواد مهدئة للنيوترونات. وكما رأينا في الفصل الثالث السابق، فإن أفضل المـــواد المهدئة (المبطئة) للنيوترونات هي مواد عددها الذري صغير مثل الديتريوم (في الماء الثقيل) والكربون (في الغرافيت). ويقوم المهديء بإبطاء النيوترونات الناتجة عـــن انشـــطار نـــواة اليورانيوم 235 إلى طاقة أقل من 5eV. ويتم أسر نسبة عالية من هذه النيوترونات بوســـاطة نوى اليورانيوم 238 والتي تتفكك، وكما بينا أعلاه، معطية نواة البلوتونيوم 239 التي تنشطر بالنيوترونات الحرارية.

ولو أريد للتفاعل المتسلسل أن يكون ذاتي الاستمرار فإنه يلزم كتلة حرجة وحجم حـــرج من الوقود النووي كما هو مبين في الشكل (9).

فعندما يحدث الانشطار في السماكة الدقيقة المبينة في الجهة اليمنـــى مـــن الشـــكل فـــإن النيوترونات تهرب بسهولة ولا يستمر التفاعل في النمو.

أما في الجزء الأوسط من الشكل فالموقف أكثر ملاءمة ولكنه يتوقف تماماً بعد خطــوتين فقط بسبب فقدان النيوترونات. ونرى في الجزء اليساري كرة من الوقود النووي ويظهر أنهــا أكثر ملاءمة من الحالتين السابقتين. والكتلة الحرجة



الشكل (9)

هي عبارة عن كمية الوقود النووي التي تأخذ حجماً حرجاً يقوم فيها نيوترون واحد مــن كل تفاعل ببدء تفاعل جديد. وبهذه الطريقة يستمر التفاعل بنفس معدله الابتدائي.

فإذا كانت الكمية المستخدمة من اليورانيوم أكبر بكثير من الكتلة الحرجــة فــإن التفاعــل سينمو بمعدل سريع ويؤدي هذا إلى حدوث انفجار. وقد يكون هذا مطلوباً إذا أراد الإنســان صنع سلاح نووي. على أنه في المفاعلات النووية يُراد للتفاعل أن يستمر بشكل سلس بحيث نحصل في النهاية على مصدر منتظم وغير متفجر للطاقة، وهذا التفاعل الذي يعرف بالتفاعل الدائم يكون ممكناً فقط إذا كان عدد النيوترونات الناتج في أي جيل مساوياً أو أكثر من عــدد النيوترونات الناتجة في الجيل الذي يسبقه. ويعرف عامل التضاعف k بالعلاقة:

$$k = \frac{\text{عدد النيوترونات في الجيل } (n+1)}{\text{عدد النيوترونات في الجيل } n}$$

وهناك ثلاث حالات:

1ــ عندما $k = 1$ وفي هذه الحالة يكون عدد النيوترونات فــي أي جيــل مســاوياً عــدد نيوترونات الجيل الذي يسبقه، ويقال في هذه ا لحالة إن المفاعل في الحالة الحرجة.

2ــ عندما $k < 1$ وفي هذه الحالة يكون عدد النيوترونات في أي جيل أقــل مــن عــدد النيوترونات في الجيل السابق، وهذه الحالة شبه الحرجة للمفاعل.

3ـ عندما $k > 1$ ويكون في هذه الحالة عدد النيوترونات في أي جيل أكبـــر مـــن عـــدد النيوترونات في الجيل السابق، ويكون المفاعل في الحالة فوق الحرجة.

وبما أننا نريد طاقة باستمرار، فيجب أن يكون المفاعل في الحالة الحرجـــة، أي $k = 1$ ، وهذا مطلب أساسي لمفاعلات الطاقة. أما في الحالة فوق الحرجة فإن الطاقة تزداد باســـتمرار ولا نستطيع التحكم بها وينتج عن المفاعل انفجار نووي كما يحدث في القنبلة النووية. أما في الحالة شبه الحرجة فإن الطاقة تقل باستمرار إلى أن تصل إلى الصفر ويقف المفاعـــل عـــن العمل.

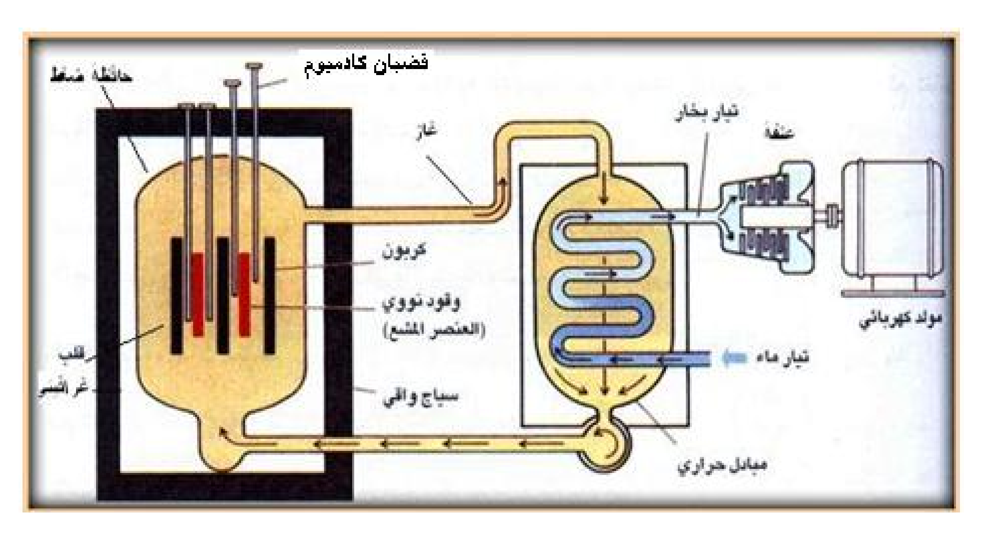
ولكي يبدأ المفاعل بالعمل فإننا نجعل k أكبر من الواحد بقليل وبعد أن تصل الطاقة إلـــى القيمة المطلوبة فإننا نبقي k عند الواحد الصحيح.

يبين الشكل (10) مخططاً لمفاعل طاقة نووية. يتكون قلب المفاعل مـــن المـــادة القابلـــة للانشطار، أو الوقود، وهي محفوظة في أنابيب اسطوانية محكمة.

تغمر هذه القضبان في مادة كتلتها الذرية منخفضة مثل الغرافيت وتكون ما يسمى بالقلـــب الغرافيتي Graphite Core. تسمى المادة السابقة مهدئاً حيث تقوم بإبطاء النيوترونات الناتجة عن الانشطار وتعكسهم ثانية إلى المادة القابلة للانشطار.

عندما تنشطر نواة ما داخل قضيب الوقود، فإن نوى على درجة كبيرة من عدم الاستقرار تنتج عندما تتفكك هذه النوى معطية جسيمات بطاقات عالية. وحـــين يحـــدث إبطـــاء هـــذه الجسيمات فإن طاقتها إضافة للطاقة الناتجة عن التفاعل المتسلسل، والتـــي تســـاوي حـــوالي 200MeV لكل انشطار، تتحول إلى حرارة وبهذا ترتفع درجة حرارة المفاعل. ثم تحمل هـــذه الحرارة إلى المبادل الحراري Heat Exchanger بوساطة غاز بارد أو بوساطة الماء الثقيل.

تنتقل الطاقة بوساطة الغاز الساخن Hot Gas، في المبادل الحراري، إلى المـــاء Water العادي ضمن نظام مرجل بخار. فيتولد بخار يتجه نحو عنفة Turbine كهربائية. وكما نـــرى فإن البخار نفسه لا يتصل مباشرة مع قلب المفاعل ولذا فنسبة النشاط الإشعاعي فيـــه تكـــون منخفضة.



الشكل (10)

وتستخدم قضبان للتحكم Control Rod في طاقة المفاعل بالزيادة أو النقصان. وتصنع قضبان التحكم من الكادميوم لأن مقطعه العرضي كبير من أجل النيوترونات الحرارية. ففي حالة الرغبة في زيادة طاقة المفاعل ترفع قضبان التحكم من قلب المفاعل فيزداد عدد النيوترونات الحرارية وبالتالي يزداد الانشطار النووي. وعند الرغبة في العكس، يُدفع بقضبان الكادميوم إلى قلب المفاعل إلى أن نحصل على الطاقة المطلوبة. ويحاط المفاعل بحافظة ضغط Pressure Vessel وتدعم الحافظة السابقة بدرع واقٍ من الاسمنت المسلح Concrete Shield.

<u>مثال (7):</u>

إذا كانت نواة اليورانيوم 235 تعطي 200 MeV عند انشطارها و أردنا بناء محطة كهربائية نووية استطاعتها (قدرتها) 1GW فكم كتلة اليورانيوم الطبيعي التي تستهلكها هذه المحطة في السنة إذا كانت كفاءة (مردود) توليد الكهرباء 33%.

الحل:

1moℓ يحوي 6.02×10^{23} ذروة يورانيوم 235 وبالتالي الطاقة الناتجة عن 1moℓ من اليورانيوم 235 تساوي:

$$E(mo\ell) = 200 \times 6.02 \times 10^{23}$$
$$= 1.2 \times 10^{26}\ MeV$$

بما أن:

$1MeV = 1.6 \times 10^{-13}$ J

فالاستطاعة الناتجة عن طاقة قدرها 1MeV تساوي:

$$P = \frac{E}{hr} = \frac{1.6 \times 10^{-13}}{3600} = 4.44 \times 10^{-17} \ W.hr$$

$$P = 4.44 \times 10^{-20} \ KW . hr$$

وبالتالي فالاستطاعة الناتجة عن 1moℓ تساوي:

$$P (mo\ell) = 4.44 \times 10^{-20} \times 1.2 \times 10^{26}$$
$$= 5.3 \times 10^{6} \ kW. hr$$

وحيث إن استطاعة المحطة هي 1GW ، أي ما تعطيه هذه المحطة من استطاعة خلال سنة يساوي:

$$P(year) = 10^{9} \times 24 \times 365 = 8.76 \times 10^{9} \ kW.hr$$

وبما أن مردود توليد الكهرباء 33% فالاستطاعة النووية اللازمة لتوليد الاستطاعة السابقة تساوي:

$$P_{0.33}(year) = \frac{8.76 \times 10^{9}}{0.33} = 2.65 \times 10^{10} \ kW.hr$$

وبالتالي فإن عدد المولات من اليورانيوم 235 اللازمة تساوي:

$$n = 2.65 \times 10^{10} / 5.3 \times 10^{6} \approx 5000 mo\ell$$

وبما أن كتلة 1moℓ من اليورانيوم 235 تساوي 0.235kg فإن كتلة اليورانيوم 235 اللازمة في السنة تساوي:

$$M(^{235}U) = 5000 \times 0.235 = 1175 \ kg$$

وحيث إن اليورانيوم الطبيعي يحوي على 0.7% تقريباً من اليورانيوم 235 فإن كتلة اليورانيوم الطبيعي اللازمة تساوي:

$$M = \frac{1175}{0.007} = 1.68 \times 10^{5} \ kg$$

أي 168 طن .

مسائل الفصل الثالث

1ــ ليكن التفاعل النووي التالي:

$$ {}^{235}_{92}U + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{236}_{92}U^{*} \rightarrow {}^{141}_{56}Ba + {}^{92}_{36}Kr + 3\,{}^{1}_{0}n $$

والمطلوب:

أ ــ احسب اعتماداً على الجداول التي تعطي زيادة الكتلة Δ كتلـــة النـــوى والجســـيمات الداخلة في التفاعل والناتجة عنه.

ب ــ ما نموذج التفاعل النووي أعلاه.

جـــ ــ احسب طاقة التفاعل. ماذا تستنتج؟

2ــ ليكن التفاعل:

$$ {}^{19}_{9}F + {}^{1}_{1}H \rightarrow {}^{20}_{10}Ne \rightarrow {}^{16}_{8}O + {}^{4}_{2}He $$

حيث إن: $J^P = \frac{1^+}{2}$ للنواة ^{19}F و $J^P = \frac{1^+}{2}$ لـــ ${}^{1}_{1}H$ و $J^P = O^+$ لـــ ^{16}O و = J^P O^+ لـــ ^{4}He والمطلوب إيجاد سبين ونوعية النواة ^{20}Ne مع المحافظـــة علـــى قـــانون حفـــظ النوعية.

3ــ بفرض $\vec{\mathbf{l}}$, $\vec{S}$, $\vec{j}$ أشعة العزم المداري والسبيني والكلي للنيوكلون، والمطلوب:

أ ــ باستخدام العلاقة $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ أوجد قيمة الجداء $\vec{L}.\vec{S}$ بتابعية العدد ℓ.

ب ــ باستخدام الجهد $V_{L.S} = -f(r)\vec{L}.\vec{S}$ برهن أن تغير $V_{L.S}$ يُعطى بالعلاقة:

$$ \Delta V_{L.S} = \mathbf{h}^2 f(r) \frac{2\mathbf{l}+1}{2} $$

يؤخذ $s = \frac{1}{2}$ فقط .

4ــ بفرض، في انشطار نووي، fA العدد الكتلي للشظية الأولى و (1 − f)A العدد الكتلي للشظية الثانية حيث f عدد كسري أصغر من الواحد. برهن أن طاقة الانشطار تعطى بالعلاقة التالية:

$$Q_f = -a_s A^{2/3} [(1-f)^{2/3} + f^{2/3} - 1] + a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} [1 - f^{5/3} - (1-f)^{5/3}]$$

ملحوظة:

بما أن النيوكلونات موزعة بانتظام في النواة فلنا أن نعتبر شحنة النواة موزعة بين الشظيتين مثل الكتلة.أي أن fz العدد الذري للشظية الأولى و (1-f)z العدد الذري للشظية الثانية. ونعتمد على ذلك في حل التمرين أعلاه.

5ـ بفرض أن انشطاراً لنواة ما يعطي شظيتين: خفيفة كتلتها M_1 وثقيلة كتلتها M_2. وبفرض K الطاقة الحركية الكلية الناتجة عن الانشطار، برهن بالاعتماد على قوانين حفظ كمية الحركة والطاقة أن:

$$K_2 = K\frac{M_1}{M_1+M_2} \quad , \quad K_1 = K\frac{M_2}{M_1+M_2}$$

حيث K_1 و K_2 الطاقة الحركية للشظية الخفيفة والثقيلة على الترتيب.

3ـ ليكن التفاعل النووي التالي:

$$^{235}_{92}U + ^{1}_{0}n \longrightarrow ^{236}_{92}U^* \longrightarrow ^{141}_{56}Ba + ^{92}_{36}Kr + 3\,^{1}_{0}n + Q$$

والمطلوب:

حساب Q اعتماداً على العلاقة المعطاة في التمرين (1) وعلى المعادلة (7) من هذا الفصل.

4ـ ليكن تفاعل الانشطار النووي التالي:

$$^{1}_{1}H + ^{63}_{29}Cu \longrightarrow ^{64}_{30}Zn^* \longrightarrow ^{38}_{17}Cl + ^{25}_{13}Al + ^{1}_{0}n$$

والمطلوب:

أ ـ احسب طاقة الانشطار.

ب ـ احسب حاجز الانشطار ثم احسب V - Q، ماذا تستنتج؟

6ـ إذا كانت النسبة بين كتلتي شظيتي الانشطار الناتجتين عن انشطار البلوتونيوم 239 تساوي 1.4 فاحسب النسبة بين سرعتيهما.

7ــ تعطي نواة يورانيوم 235 شظيتي انشطار عدداهما الكتليان $A_1 = 91$ و $A_2 = 139$، ونيوترونات. احسب الطاقة الكامنة بين شظيتي الانشــطار الســابقتين لحظــة انشطارهما.

8ــ إذا كانت أقل طاقة حركة للبروتون للتغلب على قوة التنافر الكولوني بينــه وبــين نــواة اليورانيوم 238 تساوي 15MeV فاحسب أقل طاقة لازمة للتغلب علــى قــوة التنــافر بــين اليورانيوم 238 وكل من جسيمات ألفا والنيوترون.

9ــ كم هي كتلة اليورانيوم 235 التي يجب أن تنشطر كل يوم لنحصل على 3000Mw مــن القدرة الحرارية علماً أن كتلة ذرة اليورانيوم 235 تساوي 3.9×10^{-25} kg

10ــ احسب ارتفاع حاجز الجهد بين نواتي ديتريوم ${}_{1}^{2}D$ ثم احسب درجة الحرارة المطلقــة المطلوبة للتغلب على هذا الحاجز علماً أن ثابت بولتزمان

$$k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$$

الفصل الرابع

التأثير المتبادل بين الإشعاع والمادة

1.4ـ مقدمة:

تعتبر دراسة التأثير المتبادل بين الأشعاع والمادة أمراً أساسياً لفهم كيفية كشف الإشعاع النووي كي نتمكن من الوقاية من أخطاره، يجب علينا معرفة الأسباب التي تؤدي إلى ضياع طاقته عند عبوره الأوساط المادية. لذا ينبغي علينا دراسة الظواهر الناتجة عن تأثيره على المادة وعلاقتها بخصائص الجسيمات مثل الشحنة والكتلة والطاقة... الخ، وبخصائص المادة مثل شحنة النوى والكثافة وجهد التأين... الخ.

ونشير إلى أنه ليس بإمكاننا هنا أن نشرح نظريات بور و بيتي Bohr and Bethe المتعلقة بضياع طاقة الجسيمات خلال المادة. والذي سنقدمه هنا هو ملخص قصير لهذه النظريات. وتعتبر هذه النظريات أن خسارة طاقة الجسيمات، بوساطة الصدم، تتم مع الكترونات الوسط خصيصاً الطاقة المشحونة من هذه الجسيمات. وفي كلّ الأحوال، فإنَّ هذا النوع من خسارة الطاقة أهم بكثير من تلك المسببة بوساطة نوى المادة، حيث إن سطح الذرة هو من رتبة $10^{-16} cm^2$ بينما سطح النواة من رتبة $10^{-24}\ cm^2$. وبالتالي فإنه بإمكاننا أن نهمل، نوعاً ما، الآثار الناجمة عن النوى حيث إن نسبة المقطع العرضي للذرة إلى المقطع العرضي للنواة من رتبة 10^8. وتعتمد خسارة الطاقة على نوع الإشعاع الوارد مثل: الجسيمات الثقيلة المشحونة، الالكترونات، أشعة جاما والنيوترونات.

2.4ـ التشتت المرن للجسيمات Elastic Scattering of Particles

سندرس في هذه الفقرة التشتت المرن للجسيمات المشحونة مثل ألفا، بيتا،... والمعتدلة مثل النيوترونات. فعندما تمر الجسيمات خلال المادة، فهناك احتمال مهم لحدوث صدم مرن تتغير بعده طاقة هذه الجسيمات. فمثلاً في تشتت رذرفورد المرن للجسيمات المشحونة، فإن طاقة الجسيم الوارد واتجاهه يتغيران.

لنفرض أن كتلة الجسيم الوارد m وسرعته J وأن M كتلة الهدف الساكن قبل الصدم، وبفرض أن ϑ_1 وϑ_2 سرعة الجسيم الوارد وسرعة الهدف بعد الصدم على الترتيب، وأن الصدم جبهي كما في الشكل (1):

اعتماداً على قانون حفظ كمية الحركة نكتب:

$$m\vec{J} = m\,\vec{J_1} + M\,\vec{J_2}$$

وبالإسقاط على المحور الأفقي نجد:

$$mJ = -mJ_1 + M\,J_2$$

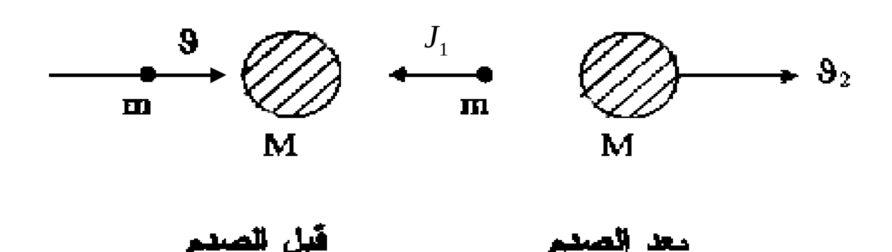
وبما أن الصدم مرن فإن الطاقة الحركية محفوظة، أي:

$$\frac{1}{2}mJ^2 = \frac{1}{2}mJ_1^2 + \frac{1}{2}M\,J_2^2$$

واعتماداً على المعادلتين السابقتين نكتب:

$$m(J + J_1) = M\,J_2 \qquad (1)$$

$$m(J + J_1)\,(J - J_1) = MJ_2^2$$



وبتعويض قيمة الطرف الأول من المعادلة الأولى في الطرف الأول من المعادلة الثانية والاختصار نجد:

$$\vartheta - \vartheta_1 = \vartheta_2$$

وبالتعويض عن ϑ_2 من هذه المعادلة في المعادلة (1) نجد:

$$J_1 = \frac{M - m}{M + m}\,J \qquad (2)$$

إن الطاقة الحركية للجسيم m قبل الصدم وبعده، تعطى كما يلي:

$$K = \frac{1}{2}\,m\,J^2 \quad , \quad K^{\backslash} = \frac{1}{2}m\,J_1^2$$

وبالتعويض عن قيمة ϑ_1 من (2) في $K^{\backslash}$ نجد:

$$K^{\backslash} = \frac{1}{2} m \left(\frac{M - m}{M + m} \right)^2 J^2 \quad = \left(\frac{M - m}{M + m} \right)^2 K$$

وتحسب الطاقة الضائعة في عملية الصدم المرن، كما يلي:

$$\Delta K = K - K^{\backslash} = K \frac{4M\,m}{(M + m)^2} \qquad (3)$$

وتمثل ΔK الطاقة المنقولة من الجسيم m إلى الهدف M. فمثلاً في الصدم المـــرن بـــين جسيم α (طاقته K كتلته m_α) والكترون (كتلة m_0) نجد أن:

$$\Delta K = K \frac{4\, m_a\, m_0}{(m_a + m_0)^2}$$

وبما أن $m_\alpha >> m_0$ فإن: $\Delta K \approx K \frac{4 m_a\, m_0}{m_a^2} = 4K \frac{m_0}{m_a} = 5.44 \times 10^{-4} K$

فمن أجل جسيم α، طاقته 6 MeV، نجد:

$$\Delta K = 5.44 \times 10^{-4} \times 6 \times 10^3 = 3.264 \text{ keV}$$

والتي تمثل الطاقة التي يعطيهـــا جســـيم α الســـابق إلـــى الكتـــرون طاقتـــه الســـكونية $M_0 c^2 = 0.511$ MeV. وإذا كان الجسيم الوارد الكترون، نجد:

$$\Delta K = K \frac{4 m_0^2}{4 m_0^2} = K$$

أي أن الالكترون، الذي يفترض ساكناً، يأخذ كلَّ الطاقة الحركية للالكترون الوارد. وفي هـــذه الحالة فإنه من غير الممكن التمييز بين الالكترون الوارد والالكترون الثانوي المنطلـــق مـــن الذرة. واصطلاحاً، فإن الالكترون الثانوي هو الالكترون صاحب الطاقـــة الأقـــل. وتســـمى الالكترونات الثانوية، التي طاقتها أكبر من عدة مئات الكترون فولت، أشعة دلتا أو الكترونات δ.

3.4ـ ضياع طاقة الجسيمات الثقيلة المشحونة خلال المادة:

Energy Loss of Heavy Charged Particles Through Matter

عندما تمر جسيمات ثقيلة مسرَّعة مثل البروتونات أو الديترونات أو أيونات الهيليوم خلال وسط فإنها تتبادل التأثير مع الكترونات ذرات الوسط الذي تمر فيه. ونظـــراً لأن الجســـيمات الواردة تفقد جزءاً بسيطاً من طاقتها خلال هذه العملية فإن مسارها لا يحدث له أيُّ انحـــراف

يذكر، وذلك لأن كتلة الجسيم الثقيل المشحون الوارد أكبر بكثير من كتلة الالكتـــرون الـــذي يتبادل معه التأثير. وبعد عملية التأثير المتبادل، فإما أن تترك الذرة في حالة إثارة (تحريض) أو يخرج الكترون تماماً من الذرة وهذه حالة تأين (تشرد) الذرة.

لنفرض أن شحنة الجسيم الثقيل Z_1e وسرعته ϑ وأن كتلـــة الكتـــرون مـــن الوســـط m_0 وشحنته e، وليكن Z_2 العدد الذري لذرات الوسط ولتكن كثافة هذه الذرات n ذرة فـــي وحـــدة الحجم من هذا الوسط، وليكن I متوسط طاقة التأين اللازمة لإحداث تأين في ذرة مـــن ذرات الوسط الذي يمر فيه الجسيم الثقيل.

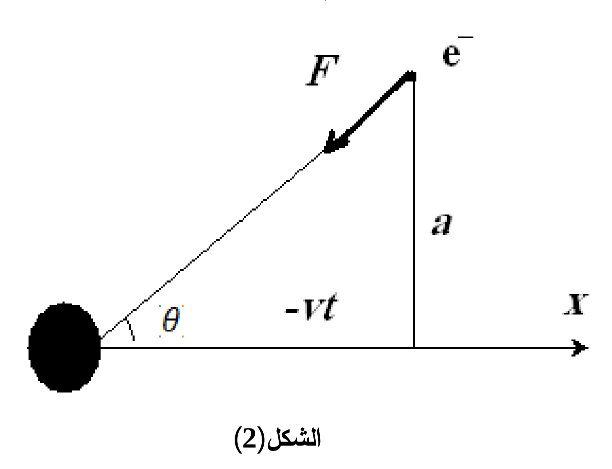
نحصل على كمية الحركة المنتقلة من الجسيم الثقيل إلى الالكترون من مكاملة فترة بقـــاء التصادم:

$$p = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{ze^2}{4\pi\varepsilon_0 r^2} \sin(\theta)\, dt$$

حيث r بعد الالكترون عن الجسيمة المشحونة في أي لحظة زمنية t. ويمكن التعبير عن r بالعلاقة :

$$r = \frac{a}{\sin(\theta)}$$

حيث a أقرب مسافة يقترب بها الجسيم من الالكترون



الشكل(2)

إن كمية الحركة المنتقلة هي تلك وفق المحور y أما الموازيـــة لمركبـــة الســـرعة فهـــي معدومة،

من الشكل(2) نكتب:

$$\chi = -vt = a\, cotg(\theta)$$

$$dt = \frac{a}{v} Cosec(\theta)^2 d\theta$$

بتعوض هاتين المعادلتين في معادلة كمية الحركة نحصل على:

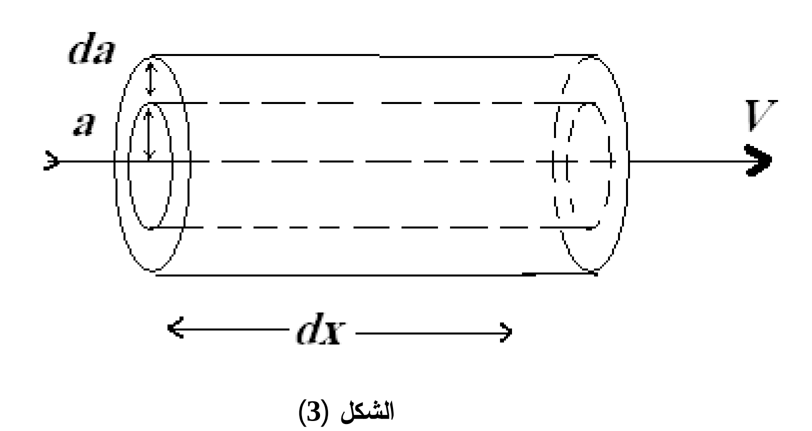
$$p = \frac{ze^2}{4\pi\varepsilon_0 av}\int_0^{\pi}\sin(\theta)\,d\theta = \frac{ze^2}{2\pi\varepsilon_0 av}$$

أخرجت v خارج التكامل لافتراضنا أن تها ثابتة خلال التكامل. وتصبح علاقة الطاقة الحركية للالكترون الذي كتلته m_0:

$$K = \frac{p^2}{2m_0} = \frac{z^2e^4}{8\pi^2{\varepsilon_0}^2a^2v^2}$$

وحيث أنه في مسار $d\chi$ يبعد مسافة المسافة a و $a + da$ عن مسار الجسيمة المشحونة يوجد $2\pi nZa.da.d\chi$ الكترون (انظر الشكل (3)) حيث n عدد الجسيمات المشحونة في واحدة الحجم و Z العدد الذري للوسط ، فتكون الطاقة المنتقلة من الجسيمة المشحونة إلى الالكترونات الموجودة في شريحة اسطوانية هي:

$$dE = K2\pi nZa.da.d\chi$$



الشكل (3)

نعرف **المسار أو المدى المتوسط R للجسيم** بأنه المسافة المتوسطة التي يجتازها جسيم طاقته الحركية الأولية K_0 قبل أن يتوقف تماماً في الوسط المفروض. ونحصل على المدى كما يلي:

$$R = \int_0^R dc = \int_{K_0}^0 \left(\frac{dc}{dK}\right) dK = \int_0^{K_0}\left(-\frac{dK}{dc}\right)^{-1} dk$$

يُسمى المقدار $-\frac{dK}{dc}$ الطاقة الضائعة، ونفرض أن:

$$S(K) = -\frac{dK}{dc} = n_i\, I$$

حيث: n_i عدد أزواج الأيونات التي تحدث في وحدة الطول.

وبمعرفة S(K) لمادة ما فإنه يمكننا حساب المدى R للجسيمات التي طاقتها الحركية K كما يلي:

$$R = \int_0^{K_0} \left(-\frac{dK}{dc}\right)^{-1} dK = \int_0^{K_0} \frac{dK}{S(K)}$$

إذا قسمت الطاقة الضائعة S(K) على ρ تسمى باستطاعة (قدرة) التوقف الكتلية Stopping Power.

وغالباً، ما تعطى الطاقة الضائعة كما يلي:

$$\frac{S(K)}{r} = -\frac{dK}{r\ dc} = -\frac{dK}{dm}$$

حيث فرضنا أن $dm = r\ dc$ ، وحيث ρ تمثل الكتلة النوعية للمادة التي يعبرها الجسيم، ونلاحظ من عبارة S(K) أنها مستقلة عن المفهوم الفيزيائي للمادة المعبورة من قبل الشاردة. وهكذا في هذه الحالة يكون:

$$R = \int_0^R dm = \int_{K_0}^0 \frac{dm}{dK} dK = \int_0^{K_0} \left(-\frac{dK}{dm}\right)^{-1} dK$$

R: المسافة التي تقطعها هذه الجسيمات قبل أن تصبح ساكنة.

أو نكتب:

$$R = \int_0^{K_0} \frac{dK}{S(K)}$$

حيث يقاس هنا R بـ $kg\ .m^{-2}$، في الجملة SI، على أن تقاس S (K) بـ $MeV/kg.m^{-2}$.

وتعطى الطاقة الضائعة $-\frac{dK}{dc}$ اعتماداً على الميكانيــك الكلاســيكي أو ميكانيــك الكــم بالعلاقة التالية:

$$-\frac{dK}{dc} = \frac{4p\ Z_1^2\ e^4}{m_0\ J^2}\ n\,Z_2\ Ln\ (2m_0\ J^2 / I) \qquad (4)$$

عندما يكون الهواء هو وسط الانتشار، فإن أيٌّ جسيم مشحون يمر خلالــه يفقــد حــوالي 30eV من طاقته في إحداث زوج الكترون ــ أيون.

ويُعرف التأين النوعي Specific Ionization بأنه عدد أزواج الأيونات التي تحــدث فــي وحدة الأطوال من مسار الجسيمات الواردة. ونحتاج، في معظم التجارب، إلى معرفة ســمك المادة اللازمة لإيقاف الجسيمات الواردة.

وتُعرف هذه الكمية بالسمك المكافئ ووحدة قياسها mg/cm^2. ويعطــى الســمك المكــافئ Equivalent Thickness ET بالعلاقة:

$$ET = R \times \rho \times 1000 \qquad mg/cm^2$$

حيث R المدى مقدراً بـــ cm و ρ الكثافة مقدرة بـــ g/cm^3.

كما تعرف **استطاعة التوقف النسبية** RSP بأنها النسبة بين مدى الجسيمات في الهواء إلى مدى هذه الجسيمات في وسط ما، ونكتب:

$$RSP = \frac{Rang\ \ In\ \ Air}{Rang\ \ in\ \ Medium}$$

<u>مثال (1):</u>

يخسر جسيم α طاقة قدرها 35.5 eV لتكوين زوج أيوني، والمطلوب:

1ــ إذا علمت أن طاقة الحركة لجسيم α السابق 5.5MeV فاحسب عدد أزواج الأيونــات المكوَّنة بوساطة الجسيم السابق.

2ــ إذا كان مدى جسيم α السابق 10cm فاحسب متوسط الكثافة الخطية لأزواج الأيونات المولّدة.

الحل:

$$N = \frac{5.5 \times 10^6 eV}{35.5\ eV/iP} = 154.93\ ion\ \ Pairs \qquad (1$$

$$s_{ave} = \frac{N}{R} = \frac{154.93\,ip}{10cm} = 15.493\ \ ip/cm \qquad (2$$

4.4 ــ معادلة المدى الطاقية لجسيمات ألفا والبروتونات:

Range – Energy Relation ship for a Particles and Protons

تبين المعادلة (4) أن ضياع الطاقة للجسيم المشحون الثقيل يتناسب طرداً مع مربع شحنة الجسيم الوارد Z_1e. ولهذا، فإنه من المتوقع أن يتوقف جسيم α أسرع من توقف بروتون في وسط معين ما.

من أجل جسيمات α، توجد علاقة نصف تجريبية تعطي مدى الجسيمات السابقة في الهواء (عند درجة الحرارة $15\ ^oc$ والضغط 760 mm) كما يلي:

$$R_{air}\ (cm) = \begin{cases} 0.56\left(\frac{cm}{MeV}\right)K(MeV) & K < 4MeV \\ 1.24\left(\frac{cm}{MeV}\right)K(MeV) - 2.62(cm) & 4MeV < K < 8MeV \end{cases}$$

ويُعطى مدى جسيم α في وسط آخر، R_m، كما يلي:

$$R_m = \frac{0.00056\,A^{1/3}}{r_m}\ R_{air}$$

حيث A العدد الكتلي للوسط و ρ_m كثافة الوسط و R_{air} مدى جسيم α في الهواء.

إن التركيب الذري الفعلي للنسيج Tissue مشابه جداً للهواء. وتعطى قاعدة براج ــ كليمان Bragg - Kℓeeman المعادلة التالية لحساب مدى جسيم α في النسيج:

$$R_{tissue}\,\rho_{tissue} = R_{air}\ \ \rho_{air}$$

إن كثافة الهواء ρ_{air}، عند شرطي الضغط والحرارة النظاميين، تساوي $1.293\times10^{-3}g/cm^3$ بينما كثافة النسيج f_{tissue} تعتبر عادة مساوية لكثافة الماء، أي تساوي $1g/cm^3$.

ويعطى مدى بروتون في الهواء بالمعادلة نصف التجريبية التالية:

$$R_{air}\,(m)=\left[\frac{K_p\,(MeV)}{9.3}\right]^{1.8}$$

حيث طاقة البروتون K_P تتراوح بين عدة قيم من وحدة الطاقة MeV وحتى 200MeV.

بينما يعطى مدى البروتونات، في الألمنيوم، بالعلاقة نصف التجريبية التالية:

$$R_{Al}\,(m\,m)=\begin{cases}\dfrac{10.5\,K_P^2}{0.68\;+0.434\,Ln\,K_P} & 2.7\,MeV\le K_P\le 20\,MeV\\ 14.21\;K_P^{1.5874} & 1MeV\;<K_P\;\le 2.7\,MeV\end{cases}$$

<u>مثال (2):</u>

احسب مدى جسيمات α في الهواء والنسيج، بفرض أن طاقتها 3MeV. واحسب سماكة الألمنيوم الخطية اللازمة لوقف جسيمات α كلياً، علماً أن $\rho_{A\ell}$ = 2.7 g/cm^3

الحل:

R_{air} (cm) = 0.56 (cm/ MeV) K (MeV) = 1.68 cm

وبالتالي فإن مدى جسيمات α في النسيج:

$$R_{tissue}\;=\frac{R_{air}\;\;r_{air}}{r_{tissue}}=1.293\times 10^{-3}\;\;R_{air}\;\;=(1.293\times10^{-3})\,(1.68\,cm)$$
$$=0.0022\;\;cm$$

وسماكة الألمنيوم اللازمة لوقف جسيمات α كلياً تساوي:

$$R_{Al}\;\;(cm)=\frac{0.00056\,A^{1/3}}{r_m}\;R_{air}\;\;=\frac{0.00056\,(27)^{1/3}}{2.7\,(g\,/\,cm^3)}\;\;(1.68\,cm)$$
$$=0.00105\,cm$$

<u>مثال (3):</u>

بفرض أن طاقة بروتون 3MeV فاحسب مداه في الهواء والألمنيوم.

الحل:

$$R_{air}\,(m)=\left[\frac{K_p\,(MeV)}{9.3}\right]^{1.8}\;=\left[\frac{3}{9.3}\right]^{1.8}\;=0.13\,m$$

وفي الألمنيوم:

$$R_{Al}\,(m\,m)=\frac{10.5\,K_P^2}{0.68+0.434\,Ln(3)}=81.69\,m\,m$$

5.4ـ ضياع طاقة الالكترونات: Energy Loss of Electrons

إن تأثير الالكترونات المتبادل مع المادة أكثر تعقيداً من تأثير الجسيمات الثقيلة المشحونة المتبادل مع المادة وذلك لأنه يجب استخدام النظرية النسبية عند معالجة حالة الالكترونات، وتوجد طريقتان أساسيتان يخسر الالكترون بهما طاقته عند عبوره خلال وسط ما.

أ ـ ضياع طاقة الالكترونات بالتصادم غير المرن:

Energy Loss by Inelastic Collision

بمعالجة هذا التصادم اعتماداً على النظرية النسبية فإن استطاعة التوقف للالكترون تعطى بالعلاقة:

$$S(K)_{Co}=\left(-\frac{dK}{dc}\right)_{Co}=\frac{2p\,e^4}{m_0\,J^2}nZ_2\left\{Ln\frac{m_0\,J^2\,K}{2I^2(1-b^2)}-(2\sqrt{1-b^2}-1+b^2)Ln2+1-b^2+\frac{1}{8}(1-\sqrt{1-b^2})^2\right\}$$

حيث $\beta=\vartheta/c$ و K طاقة الالكترونات الواردة.

ب ـ ضياع طاقة الالكترونات بالإشعاع: Energy Loss by Radiation

تتنبأ النظرية الكهرطيسية الكلاسيكية أن أي جسيم مشحون مسرّع أو يعاني من عملية إبطاء فإنه يشعًّ أمواجاً كهرطيسية. وعلى ذلك فإن الالكترون الذي يتحرك في مجال النواة يعاني من عملية إبطاء (كبح) تؤدي إلى إشعاع كهرطيسي يُسمى إشعاع الكبح Bremsstrahℓung.

وبالتالي فإن الطاقة الكلية التي يفقدها الالكترون بالطريقتين (أ) و(ب) تعطى بالعلاقة:

$$\left(\frac{dK}{d\,c}\right)_t=\left(\frac{dK}{d\,c}\right)_{co}+\left(\frac{dK}{d\,c}\right)_{ra}$$

وقد وجد أن:

$$\frac{(dK/dc)_{ra}}{(dK/dc)_{co}} \approx \frac{KZ_2}{F}$$

حيث K تقدر بالــ MeV وقيمة F تساوي 700 من أجل العناصر الخفيفة وتساوي 800 مــن أجل العناصر الثقيلة.

فمثلاً، إذا كانت قيمة النسبة أعلاه تساوي 1 فإن ضياع الطاقة بالإشعاع يســاوي ضــياع الطاقة بالصدم غير المرن.

مثال (4):

احسب قيمة طاقة الكترون التي يبدأ عندها بخسارتها بالتساوي بين طريقتي الصدم غير المرن والكبح وذلك عند عبوره خلال الرصاص ($Z_2 = 82$).

الحل:

$$\frac{(dk/dc)_{ra}}{(dk/dc)_{co}} = 1 = \frac{KZ_2}{800} \Rightarrow K = 9.76\,MeV$$

6.4ــ التأثير المتبادل لأشعة جاما مع المادة:

Interaction of Gamma- rays with Matter

تصنف الفوتونات حسب المنشأ وليس حسب طاقتها؛ حيث تمثل أشعة جامــا إشــعاعات كهرطيسية تصدر أثناء الانتقالات النووية. بينما تتولد الأشعة السينية المستمرة من تباطؤ أو تسريع الجسيمات المشحونة وخاصة الالكترونات. وتصدر الأشعة السينية المميزة أثناء انتقال الالكترونات بين الطبقات M, L,K , في الذرة. وتنشأ إشعاعات الإفناء عند التقاء البوزيترون والالكترون، ويعتقد أن تبادل التأثير لهذه الفوتونات مع المادة مستقل عن مصدرها وهو يتبــع فقط لطاقاتها. وبما أننا سندرس في هذا القسم تبادل تأثيرهذه الفوتونــات مــع المــادة فإننــا سنستعمل اصطلاح أشعة جاما لنعبر عن أيِّ نوع من الإشعاعات الكهرطيسية السابقة بــدون النظر لطريقة تولدها.

هناك الكثير من المفاعيل التي تسبب تبعثر أو امتصاص أشعة جامــا، ويمكــن تصــنيف عمليات تبادل التأثير لأشعة جاما، مع المادة، إما وفقاً لنوع التأثير أو تبعاً لمفعــول التــأثير. ونبين ذلك في الجدول التالي:

مفعول التأثير	نوع التأثير
a ــ الامتصاص الكامل.	(1) التأثير المتبادل مع الكترونات الذرة.
b ــالتبعثر المرن.	(2) التأثير المتبادل مع نوى الذرات.
c ــالتبعثر اللامرن.	(3) التأثير المتبادل مع المجال الكهربائي المحيط بالنواة أو المحيط بالالكترون.

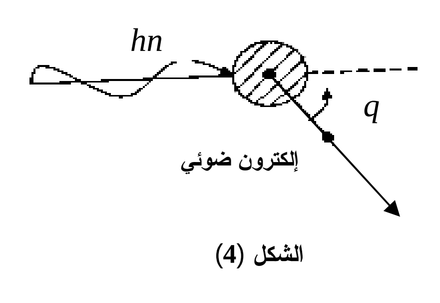
وتصنف عمليات التأثير للأشعة بتركيب العمود الأول مع العمود الثاني من الجدول السابق. وينتج عن ذلك أكثر من عشر عمليات للتأثير نذكر منها:

<u>أ ــ تبعثر تومسون</u> Thomson Scattering الذي يمثل التبعثر المرن للفوتونات مع الكترونات الذرة (1b) أو التبعثر المرن للفوتونات مع نوى الذرات (2b). فهو تبعثر أشعة جاما دون تغيّر في طاقتها:

$$hn\ (KeV) = \frac{12.40}{l\ (A^0)}$$

فتصبح كلّ ذرات المادة منابع مترابطة من أجل المسافة بين الذرات والتي هي من مرتبة الطول الموجي λ للفوتون. ويتم تبعثر تومسون من أجل الطاقات الضعيفة والمهملة بالنسبة للطاقة $m_0 c^2 = 0.511$ MeV أي من أجل $h\nu < 100$ keV. فهذا التبعثر لا أهمية له في الفيزياء النووية.

<u>ب ــ المفعول الكهرضوئي</u> Photoelectric Effect والذي يمثل عملية لا مرنة للفوتون يأخذ بنتيجتها الالكترون المرتبط كلّ طاقته (1a). وهو المفعول المسيطر لأشعة جاما التي طاقتها أقل من 0.1 MeV فعندما يرد فوتون خارجي على الكترون ،طاقة ارتباطه بالذرة I، فإنه يتحرر من الذرة. ويُسمى، بعد تحرره، الكتروناً ضوئياً Photoeℓctron كما في الشكل (4). ويعطى قانون حفظ الطاقة:



الشكل (4)

$$hn = I + \frac{1}{2} m_0 J^2$$

حيث: h ν طاقة الفوتون الوارد.

$\frac{1}{2} m_0 J^2$: الطاقة الحركية التي اكتسبها الالكترون بعد تحرره من الذرة وϑ سرعته.

وينطلق الالكترون الضوئي بزاوية قدرها θ وترتد الشاردة (الأيون) الناتجة فيتحقق بـــذلك قانون حفظ كمية الحركة. فلو كان الالكترون حر، أي $I \approx 0$، لكان لدينا:

$$hn = \frac{1}{2} m_0 J^2$$

ولكن لدينا حسب قانون حفظ كمية الحركة:

$$\frac{hn}{c} = m_0 \; J$$

وبقسمة المعادلتين السابقتين على بعضهما، نحصل على:

$$\vartheta = 2c$$

والتي تدل على أن سرعة الالكترون أكبر من سرعة الضوء في الخلاء، وهذا غيـــر ممكـــن وفق النظرية النسبية. فلكي يتم المفعول الكهرضوئي وجب أن يكون الالكترون مرتبطاً فـــي الذرة لتشترك الشاردة المتبقية في حادثة الصدم، فتأخذ جزءاً من كمية الحركة ومقـــداراً مـــن الطاقة الحركية.

ج ــ مفعول كمبتون Compton Effect والذي يمثل عملية التبعثر اللا مرن للفوتون مع أحد الكترونات الذرة (1c). ومن أجل دراسة مفعول كمبتون يُفترض الالكترون حراً وغير مقيـــد. وهذا ممكن لأن طاقة ارتباط الالكترون مهملة بالمقارنة مع طاقة الفوتـــون الـــوارد E = hν والذي كمية حركته E/c. ولنفرض أن طاقة الفوتون المتبعثر 'E فتكون كمية حركته E'/c وقد تبعثر هذا الفوتون بالزاوية θ عن منحى الفوتون الوارد. بينما يتبعثر الالكتـــرون بزاويـــة φ مزوداً بطاقة حركية K وكمية حركة P كما في الشكل (5).

بالاعتماد على قانون حفظ كمية الحركة والإسقاط على المحورين الأفقي والشاقولي، نجد:

$$E/c = \frac{E'}{c}\cos q + P\cos j$$

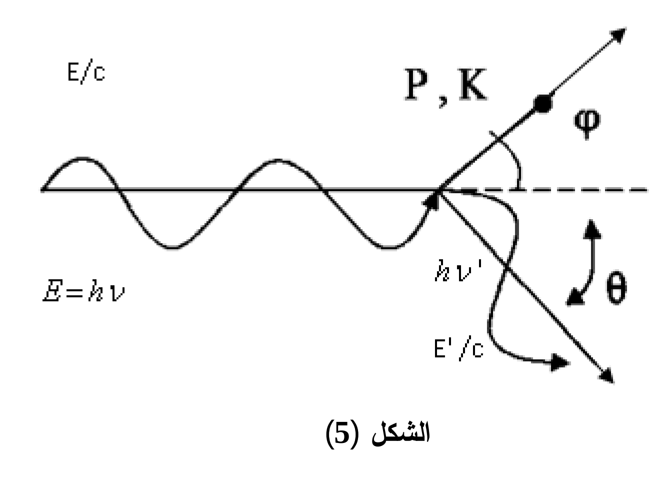
$$0 = \frac{E'}{c}\sin q - P\sin j$$

وبحذف φ بين المعادلتين السابقتين نجد:

$$E^2 + E'^2 - 2EE'\cos\theta = P^2 c^2$$

لكن بالاستفادة من قانون حفظ الطاقة نكتب:

$$E = E' + K$$



الشكل (5)

ومن العلاقة النسبية التي تخص الالكترون (انظر الفصل الأول):

$$Pc = \sqrt{K(K + 2m_0 c^2)}$$

نجد:

$$(E - E')^2 + 2E E' (1 - \cos\theta) = (E - E')^2 + 2(E - E') m_0 c^2$$

والتي تسمح بحساب طاقة الفوتون المتبعثر E':

$$E' = \frac{E}{1 + a\ (1 - \cos q)}$$

حيث: $\alpha = E/ m_0 c^2$ تمثل ثابتاً لا أبعاد له.

وتحسب الطاقة الضائعة كما يلي:

$$\Delta E = E - E' = \frac{\alpha\ E\ (1-\cos\theta)}{1+\alpha\ (1-\cos\theta)}$$

وتبين العلاقة السابقة أن ΔE تأخذ قيمة عظمى من أجل $\theta = \pi$:

$$\Delta E_{max} = 2\alpha\ E / (1 + 2\alpha)$$

وقيمة صغرى $\Delta E_{min} = 0$ من أجل $\theta = 0$. وبالتالي فإن ΔE تأخذ جميع القيم الممكنة مــن الصفر وحتى ΔE_{max} وذلك عند ما تتحول θ من الصفر إلى π.

مثال (5):

بفرض أن فوتوناً، بطاقة 200 keV، يردُ على الكتــرون فيتبعثــر عنــه بزاويــة 45°، والمطلوب: احسب طاقة وتردد الفوتون المتبعثر وكذلك طاقة وكمية حركة الالكترون المرتد.

الحل:

$$E' = \frac{200}{1+\alpha\ (1-\cos 45)} = 179\ keV$$

وهي طاقة الفوتون المتبعثر، ولحساب تردده لدينا:

$E' = h\nu'$ ومنه: $\nu' = E' / h$

$$\nu' = \frac{(179\times10^{3}\ eV)\ (1.6\times10^{-19}\ J/eV)}{6.63\times10^{-34}\ J.S} = 4.32\times10^{19}\ Hz$$

والطاقة التي يكسبها الالكترون المرتد تساوي:

$$K = \Delta E = E - E' = 200 - 179 = 21\ keV$$

والطاقة الكلية للالكترون المرتد:

$$E_e = K + m_0 c^2 = 21 + 511 = 532\ keV$$

ولحساب كمية حركة الالكترون المرتد، نكتب:

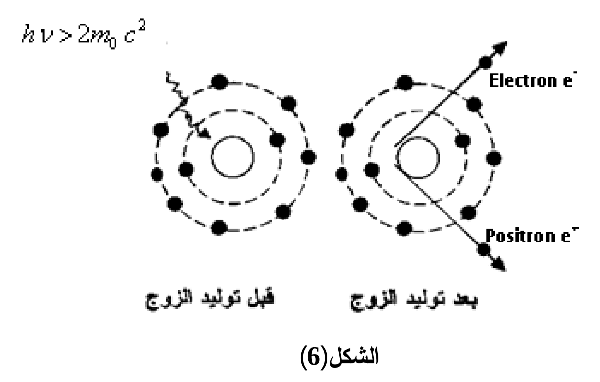
$$E_e^2 = P^2c^2 + (m_0 c^2)^2$$

ومنه:

$$P = \frac{\sqrt{E_e^2 - (m_0 c^2)^2}}{c} = \frac{147.99\times10^{3}\ eV}{3\times10^{8}\ m/s}\times1.6\times10^{-19}\ J/eV$$

أي: $P = 7.89 \times 10^{-23}$ kg . m /s

د ــ توليد الزوجين Pair Production حيث يتحول الفوتون الذي تزيد طاقته على $2m_0 c^2 = 1.02$ MeV، في مجال النواة إلى زوج: بوزيترون ــ الكترون (3a) كما في الشكل (6). وكما هو مبين في الشكل السابق، فإن الفوتون الوارد يختفي كلياً ويظهر بدلاً عنه الزوج e^+ , e^- حيث تحقق الطاقة الكلية المعادلة التالية: $E = h\nu = (K_- + m_0 c^2) + (K_+ + m_0 c^2)$



الشكل(6)

K_+ , K_- الطاقة الحركية للالكترون والبوزيترون على الترتيب بينما m_0c^2 تمثل الطاقة السكونية لكل من الالكترون والبوزيترون.

إن عملية توليد الزوجين تتم فقط في مجال الجسيمات المشحونة وبشكل رئيس في مجال النواة التي تعتبر خلال عملية التوليد ساكنة.

واعتماداً على المعادلة السابقة، وباعتبار أن الزوج يتولد بطاقة حركية معدومة $(K_- = K_+ = 0)$، نجد طاقة عتبة توليد الزوجين في مجال النواة:

$$h\nu_{th} = 2\, m_0\, c^2 = 1.02 \text{ MeV}$$

أما في مجال الالكترون، فإن الالكترون الهدف لا يعتبر ساكناً بعد عملية توليد الزوجين. وبالتالي، فبعد عملية التوليد يكون لدينا الكترونان وبوزيترون، الكتلة السكونية لكلٍ منهم تساوي m_0c^2.

واعتماداً على النتيجة التي حصلنا عليها في المثال (16) من الفصل الأول، نجد طاقة العتبة لتوليد الزوجين في مجال الالكترون:

$$h\nu_{th} = Mc^2 \frac{m_1 + m_2 + M/2}{m_2}$$

$$= (m_0 + m_0)c^2 \frac{0 + m_0 + (m_0 + m_0)/2}{m_0}$$

$$= 4\ m_0\ c^2 = 2.04\ \text{MeV}$$

حيث m_1 و m_2 كتلة الجسيم الوارد والهدف على الترتيب و M مجموع كتلـــة الجســـيمات الناتجة والتي تمثل هنا مجموع كتلتي الالكترون e^- والبوزيترون e^+.

<u>مثال (7):</u>

برهن أن توليد الزوجين غير ممكن في الخلاء، أي بدون وجود جسيم آخـــر يلعـــب دور المحفز.

الحل:

لنفرض أن العملية ممكنة في الخلاء فنحصل على الكتـــرون e^- وبـــوزيترون e^+ حيـــث اعتماداً على قانون حفظ الطاقة الكلية نكتب:

$$h\nu = E_{e^-} + E_{e^+} = \frac{m_{e^-} c^2}{\sqrt{1-\beta_{e^-}^2}} + \frac{m_{e^+} c^2}{\sqrt{1-\beta_{e^+}^2}} \qquad (5)$$

واعتماداً على قانون حفظ كمية الحركة نكتب:

$$\vec{P}_\gamma = \vec{P}_{e^-} + \vec{P}_{e^+} \qquad (6)$$

وحسب العلاقة (5) نكتب:

$$\left|\vec{P}_\gamma\right| = \frac{h\nu}{c} = \frac{m_{e^-} c}{\sqrt{1-\beta_{e^-}^2}} + \frac{m_{e^+} c}{\sqrt{1-\beta_{e^+}^2}}$$

لكن:

$$\left|\overrightarrow{Pe^-}\right| + \left|\overrightarrow{Pe^+}\right| = \frac{m_{e^-} \vartheta_{e^-}}{\sqrt{1-\beta_{e^-}^2}} + \frac{m_{e^+} \vartheta_{e^+}}{\sqrt{1-\beta_{e^+}^2}} = \frac{m_{e^+} \beta_{e^-} c}{\sqrt{1-\beta_{e^+}^2}} + \frac{m_{e^+} \beta_{e^+} c}{\sqrt{1-\beta_{e^+}^2}}$$

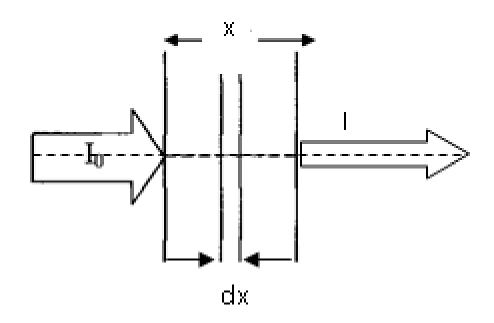
وبمقارنة العلاقتين السابقتين نجد أن:

$$\left|\overrightarrow{P_g}\right| > \left|\overrightarrow{P_{e^-}}\right| + \left|\overrightarrow{P_{e^+}}\right|$$

والمتراجحة الأخيرة غير ممكنة، لأنه حسب العلاقة (6) فإن المتجهات $\overrightarrow{P_{e^+}}$, $\overrightarrow{P_{e^-}}$, $\overrightarrow{P_g}$ تشكل مثلثاً مغلقاً لا يمكن لضلع فيه أن يكون أكبر من مجموع الضلعين الآخرين. ولإتمام حادثة توليد الزوجين لا بد من وجود مجال لجسيم مشحون حيث يأخذ هذا الجسيم بعد عملية التوليد جزءاً من كمية حركة الفوتون الوارد ليتحقق بذلك قانونا حفظ الطاقة وحفظ كمية الحركة.

7.4 ـ توهين الإشعاع بوساطة المادة: Attenuation of Radiation by Matter

لنفرض أنه لدينا حزمة إشعاع وحيدة الطاقة مكونة من I جسيم في وحدة الزمن. تدخل هذه الحزمة شريحة dc رقيقة من الهدف كما هو مبين في الشكل (7).



الشكل (7)

إن عدد الجسيمات dI الممتصة في الشريحة الرقيقة dc يتناسب طرداً مع عدد الذرات (أو عدد النوى) n في وحدة الحجم ومع I وسماكة الشريحة الرقيقة dc، أي:

$$dI = -s\ nI\ dc \qquad (7)$$

حيث الإشارة السالبة تعبر عن تناقص عدد الجسيمات وσ ثابت التناسب. ونرى من العلاقة السابقة أن وحدة قياس σ هي مربع وحدة المساحة. ويقاس σ عادة بوحدة تسمى البارن Barn حيث:

$$1b = 10^{-24}\ cm^2$$

يُسمى σ المقطع العرضي للتفاعل أو المقطع العرضي للتأثير المتبادل بين الإشعاع والمادة. ويعبر σ أيضاً عن احتمال التفاعل أو التأثير المتبادل بين الإشعاع والمادة.

وبمكاملة المعادلة (7) كما يلي:

$$\int_{I_0}^{I}\frac{dI}{I} = -ns\int_{0}^{c} d\,c$$

نجد:

$$I = I_0\ e^{-nsc} \qquad (8)$$

نفرض $\mu = n\ \sigma$ حيث يسمى μ عامل الامتصاص الخطي والذي يُقاس بـــ cm^{-1} عنـــدما يقاس σ بالبارن، أما المقدار $\mu_m = \mu/\rho$ فيدعى عامل الامتصاص الكتلي والذي يقـــاس بـــــ cm^2/g.

1.7.4 ــ توهين أشعة جاما بوساطة المادة:

Attenuation of Gamma Rays by Matter

إذا كانت سماكة الشريحة χ في الشكل (7) كبيرة كفاية، فإن إشعاع جاما يـــتم إضـــعاف شدته بينما يُمتص إشعاع ألفا وإشعاع بيتا كلياً.

وفي حالة إشعاع جاما، فإن σ يمثل ثلاثة مقاطع عرضـــية هـــي σ_e المقطـــع العرضـــي لمفعول الكهرضوئي و σ_c المقطع العرضي لمفعول كبمتون و σ_P المقطع العرضـــي لتوليـــد الزوجين، أي:

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_c + \sigma_P$$

وبالتالي فإن عامل الامتصاص الخطي μ يُعطى كمايلي:

$$\mu = n\sigma = n\sigma_e + n\sigma_c + n\sigma_P$$

أو

$$\mu = \mu_e + \mu_c + \mu_P$$

واعتماداً على ذلك فإن عامل الامتصاص الكتلي يُعطى كما يلي:

$$m_m = m_e / r + m_c / r + m_P / r$$

يُسمى السمك الذي يسبب إضعاف حزمة أشعة جاما إلى نصف قيمتها الأصـــلية الســـمك النصفي. وباستخدام المعادلة (8) نكتب:

$$I/I_0 = 1/2 = e^{-m\,c_{1/2}}$$

ومنها:

$$c_{1/2} = \frac{Ln2}{m} = \frac{0.693}{m}$$

<u>مثال (7):</u>

إذا كان عامل الامتصاص الخطي الكلي لأشعة جاما ذات الطاقة 2MeV في الرصاص207 يساوي $0.74\ cm^{-1}$ فاحسب:

أ ــ السماكة النصفية $\chi_{1/2}$ للرصاص عند هذه الطاقة.

ب ــ سماكة الرصاص اللازمة لإضعاف شدة أشعة جاما السابقة إلى 1/1000 من شدتها الأصلية.

ج ــ المقطع العرضي لأشعة جاما أعلاه عند تبادلها التأثير مع الرصاص207 علماً أن كثافة الرصاص $\rho_{Pb} = 11.4\ g/cm^3$

الحل:

أ ــ $$c_{1/2} = \frac{0.693}{m} = \frac{693}{740} = 0.94 cm$$

أي أن شريحة من الرصاص سماكتها 9.4 mm تلزم الإضعاف شدة أشعة جاما التي طاقتها 2MeV إلى نصف شدتها الأصلية.

ب ــ لدينا $I = I_0\ e^{-\mu\chi}$ فإذا كان $I/ I_0 = 1/ 1000$ فإن:

$$c = \frac{Ln10^3}{m} = \frac{3Ln10}{0.74} = 9.33\ cm$$

أي أن سمك قدره 9.33 cm من الرصاص يلزم لإضعاف شدة أشعة جاما طاقتها 2MeV إلى 0.001 من شدتها الأصلية. ويُسمى السمك السابق بالسمك الألفي.

جـ ــ لحساب المقطع العرضي σ المطلوب، نكتب:

$$\sigma = \mu/n \quad \text{ومنه} \quad n\sigma = \mu$$

ولحساب n نكتب:

207g من الرصاص يحوي 6.02×10^{23} atoms

11.4 g من الرصاص يحوي   n

ومنها:

$$n = \frac{6.02 \times 10^{23} \times 11.4}{207} = 3.32 \times 10^{22} \ atoms/cm^3$$

وبالتالي فإن:

$$s = m/n = \frac{0.74}{3.32 \times 10^{22}} = 2.23 \times 10^{-23} \ cm^2$$

أو: $\sigma = 22.3$ b

وهو المقطع العرضي لتبادل التأثير بين أشعة جاما التي طاقتها 2MeV مع مادة الرصاص.

مثال (8):

يمكن اعتبار النسيج الحي، وبتقريب مقبول، مكوناً من 10.1174% من الهيدروجين و11.1% من الكربون و 2.6% من النيتروجين و 76.1826% من الأوكسجين. إن كثافة النسيج الطري السابق حوالي $1 g/cm^3$. احسب عامل الامتصاص الخطي لأشعة جاما التي طاقتها 0.6 MeV في النسيج الحي علماً أن عامل الامتصاص الكتلي لأشعة جاما السابقة في العناصر أعلاه كما يلي:

$0.1599 \ cm^2/g$ في الهيدروجين، $0.8058 \ cm^2/g$ في الكربون ، $0.08063 \ cm^2/g$ في النيتروجين و $0.08070 \ cm^2/g$ في الأوكسجين.

الحل:

إن معامل الامتصاص الكتلي للنسيج tissue الحي المكون من العناصر أعلاه يُعرف كما يلي:

$$\mu_{m\text{-tissue}} = W_H \mu_{mH} + W_c \mu_{mc} + W_N \mu_{mN} + W_o \mu_{mo}$$

أي أن:

$$\mu_{m\text{-tissue}} = 0.101174 \times 0.1599 + 0.111 \times 0.8058 + 0.026 \times 0.08063 + 0.761826 \times 0.08070$$

$$= 0.088698 \ cm^2/g$$

وبالتالي فإن معامل الامتصاص الخطي للنسيج:

$$\mu = \mu_{m-tissue} \times \rho_{tissue} = 0.088698 \times 1$$

$$\mu = 0.088698\ cm^{-1}$$

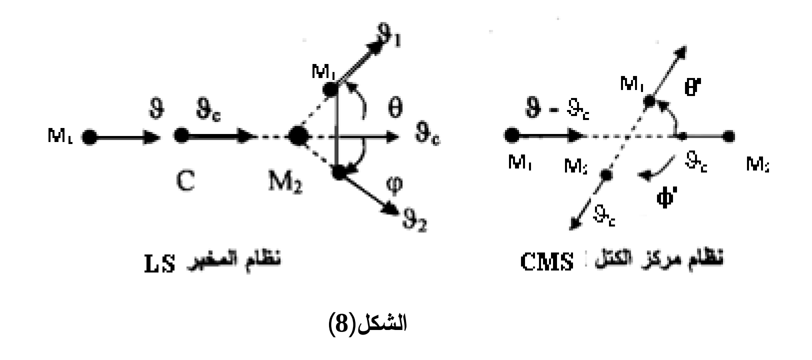
8.4ـ ضياع طاقة النيوترونات Energy Loss of Neutrons

بما أن النيوترون معتدل الشحنة الكهربائية فهو لا يمكنه أن يتبادل التـأثير مـع المـادة بوساطة القوى الكولونية. وعليه فإن التصادمات النووية فقط هي التـي تـؤثر علـى طاقـة النيوترون. ويمكن للنيوترون أن يُمتص من قبل النواة حيث تصـنف هـذه العمليـة ضـمن التفاعلات النووية.

إن احتمال تبادل النيوترون للتأثير مع المادة متناسب مع المقطع العرضي النووي. وبمـا أن المقطع العرضي النووي أصغر بنحو 10^8 مرّةً من المقطع العرضي الذري فـإن احتمـال تبادل النيوترون للتأثير أصغر بكثير من احتمال تبادل الجسيمات المشحونة له.

إن تبادل التأثير الأكثر شيوعاً للنيوترون هو التبعثر المرن مع نـوى الـذرات حيـث إن التبعثر المرن هو المسيطر. فيخسر النيوترون طاقته عن طريق ارتداد النوى نتيجة لتبعثـره عليها. فلا تولد النيوترونات أيونات بوساطة الصدم وإنما تبطـأ بوسـاطة الصـدم المـرن. ويضاف لهذا الصدم تفاعلات نووية مثل الأسر المشع (n, γ) والذي لا يدخل وكمـا أشـرنا ضمن دراسة ضياع طاقة النيوترونات.

من أجل حساب الخسارة في طاقة النيوترونات: سنعود إلى ما قد درسناه في الفصل الأول حول نظام المخبر LS ونظام مركز الكتل CMS. ونبين في الشكل (8) ملخصاً لهذه الدراسة. وبما أن كمية الحركة محفوظة في مركز الكتل، فإن:



الشكل(8)

$$M_1 (\vartheta - \vartheta_c) = M_2 \vartheta_c$$

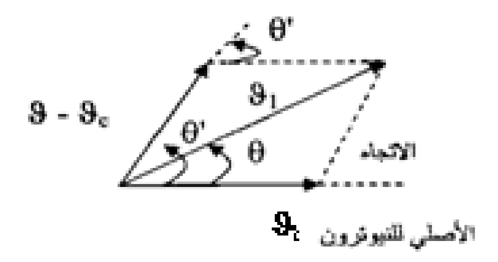
حيث M_1 كتلة النيوترون و M_2 كتلة النواة الهدف، ومن العلاقة السابقة نجد:

$$J_c = \frac{M_1}{M_1 + M_2} J \qquad (9)$$

إن طاقة النيوترون في جملة المخبر تساوي بعد الصدم:

$$K' = \frac{1}{2} M_1 \; J_1^2 \qquad (10)$$

وبما أن نظام مركز الكتل CMS يتحرك بالنسبة للنظام LS بسرعة مركز الكتل ϑ_c فــإن متجه السرعة النهائية ϑ_1 للنيوترون بعد الاصطدام في النظام SL يمكــن الحصــول عليــه بإضافة المتجه ϑ_c إلى المتجه $\vartheta - \vartheta_c$ الذي يمثل متجه سرعة النيوترون بعد الاصــطدام فــي النظام CMS ونوضح ذلك في الشكل (9).



الشكل (9)

واعتمادا على الشكل السابق فإن:

$$J_1^2 = (J - J_c)^2 + J_c^2 + 2J_c \, (J - J_c) \cos q'$$

حيث θ' هي زاوية التبعثر في جملة مركز الكتل CMS. وبالتعويض فــي العلاقــة (10) نجد:

$$K' = \frac{1}{2} M_1 \left[(J - J_c)^2 + J_c^2 + 2 J_c \, (J - J_c) \cos q' \right]$$

إن الطاقة الحركية السابقة أعظمية من أجل 0 = θ' أي من أجــل تبعثــر نحــو الأمــام، وتساوي:

$$K'_{\max} = \frac{1}{2} M_1 \, J^2$$

وتساوي هذه الطاقة الطاقة الحركية التي ورد بها النيوترون:

$$K = \frac{1}{2} M_1 J^2$$

ونلاحظ أنه لا ضياع للطاقة في هذه الحالة، أي:

$$\Delta K = K - K'_{\max} \quad = 0$$

إن الطاقة K' أصغرية من أجل تبعثر للخلف، أي من أجل صدم مرن جبهي حيث في هذه الحالة $\theta' = \pi$ ونكتب:

$$K'_{\min} = \frac{1}{2} M_1 (J - 2 J_c)^2$$

وبتبديل قيمة ϑ_c من (9) نجد:

$$K'_{\min} = \frac{1}{2} M_1 J^2 \left(\frac{M_2 - M_1}{M_2 + M_1}\right)^2$$

وبالتالي فإن خسارة طاقة النيوترون في هذه الحالة تساوي:

$$\Delta K = K - K'_{\min} = \frac{4 M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} K$$

ونلاحظ من هذه العلاقة أن ضياع الطاقة الحركية للنيوترون أعظمي كلما كانت كتلة النواة الهدف M_2 صغيرة، فمثلاً خسارة طاقة النيوترون الذي يصدم جبهياً صدماً مرناً نواة النيتروجين ($M_2 \approx 14u$) تساوي:

$$\Delta K = \frac{4 \times 1 \times 14}{(1+14)^2} \times K = 0.25 K$$

بينما تساوي هذه الخسارة للطاقة في حالة الصدم الجبهي المرن من قبل نيوترون طاقته الحركية K لنواة ذرة الهيدروجين.

$$\Delta K \approx \frac{4 \times 1 \times 1}{(1+1)^2} \times K = K$$

وبالتالي فإن كامل الطاقة الحركية للنيوترون قد تحولت تقريباً لنوة ذرة الهيدروجين.

نعلم أنه ليست جميع التصادمات المرنة جبهية، إنما تتبع خسارة طاقة النيوترونات، لكتلة نواة الهدف، الشكلَ نفسه من أجل أية زاوية من زوايا التبعثر.

كما ذكرنا، فإن النيوترون يمكن أن يُمتص من قبل النواة ويحدث ما نسميه التفاعل النووي أو أسر النيوترون حيث يمكن للنواة الناتجة أن تصدر أشعة جاما أو أشعة سينية أو جسيمات ألفا أو بروتونات وما شابه ذلك. وبعد حادثة أسر النيوترون الأصلي يمكن أن يُرسلَ نيوترون آخر بطاقة أقل من الطاقة الأصلية والذي يترك النواة في حالة محرَّضة. وتسمى هذه العملية التبعثر اللا مرن.

إن المقطع العرضي للنيوترونات المسببة للتفاعلات النووية أصغر عموماً من المقطع العرضي للتبعثر المرن. ولذا فإن حزمة من النيوترونات تُبطأ بشكل أساسي عند مرورها خلال مادة مبطئة بوساطة التبعثر المرن. ونشير إلى أنه يوجد استثناء لهذه القاعدة؛ فبعض التفاعلات النووية تملك مقطعاً عرضياً كبيراً من أجل النيوترونات ذات الطاقة المنخفضة، نذكر منها التفاعلين:

$${}^{10}_{5}B(n,a)\,{}^{7}_{3}Li \quad , \quad {}^{113}_{48}Cd\ (n,g)\ {}^{114}_{48}Cd$$

فالمقطع العرضي الكلي لهذين التفاعلين 20000 , 3840 بارناً على الترتيب.

ومن أجل معظم النوى فإن المقطع العرضي الكلي أقل من 1 بارناً. ويجعل المقطع العرضي الكلي الكبير للتفاعلين السابقين عنصر الكاديوم Cd وعنصر البورن B مفيدين جداً عند الضرورة كمواد واقية من الإشعاعات النيوترونية وكمواد مفيدة لكشف وعد النيوترونات.

إذا لم يُؤسر النيوترون، بوساطة تفاعل نووي، فإن طاقته الحركية تتناقص باستمرار بوساطة التبعثرات المرنة حتى تصبح قريبة من طاقة الاضطراب الحراري Thermal Agitation Energy للوسط المبطئ. فالنيوترون عند هذه الحالة يمكنه أن يكتسب طاقة كما بإمكانه أن يخسرها بوساطة التصادم مع نوى ذرات الاضطراب الحراري. وفي درجة الحرارة العادية للغرفة فإن الطاقة المحتملة العظمى للنيوترونات تساوي $0.025eV = \frac{1}{40}eV$ وتسمى النيوترونات في هذه الحالة النيوترونات الحرارية Thermal Neutrons.

إننا نلاحظ من دراسة ضياع طاقة النيوترونات أن فاعلية المادة المبطئة تزداد كلما صغر العدد الذري لها؛ على عكس الجسيمات المشحونة حيث تبين العلاقة التـــي تعطـــي S (K) أن فاعلية المادة المخمِّدة لهذه الجسيمات تزداد بازدياد العدد الذري لهذه المادة.

مثال (9):

نيوترون كتلته m وسرعته ϑ يصدمُ نواةً ساكنة كتلتها km. بفرض أن سرعة الجســيمات قبل الصدم وبعده مرتبطة خطياً وأن الطاقة الحركية محفوظة خلال عملية الصـــدم، فأوجـــد طاقة النيوترون K' بعد الصدم بدلالة طاقة حركته K قبل الصدم وبدلالة k.

بفرض أن الطاقة الحركية للنيوترون قبل الصدم تساوي 1MeV فاحســب عــدد مــرات الصدم اللازمة للنيوترون حتى تصبح طاقة حركتـــه 0.025 eV أي كـــي يصـــبح نيوترونـــاً حرارياً عندما يصدم:

ـــ نوى ذرات الهيدروجين $k = 1$

ـــ نوى ذرات الديتريوم $k = 2$

ـــ نوى ذرات الكربون $k = 12$

الحل:

ϑ m   km   قبل الصدم

ϑ_1 ϑ_2 m   km   بعد الصدم

نفرض ϑ_1 و ϑ_2 سرعة النيوترون والنواة بعد الصدم على الترتيب، وأن الصـــدم جبهـــي والتبعثر نحو الأمام كما هو مبين بالشكل. واعتماداً على قانون حفظ كمية الحركة نكتب:

$$m\vec{J} = m\vec{J_1} + k\,m\vec{J_2}$$

وبالإسقاط على المحور الأفقي نجد:

$$m\vartheta_2 k \;\; m\,\vartheta = m\,\vartheta_1 \; +$$

واعتماداً على أن الصدم مرن أي أن الطاقة الحركية محفوظة، نكتب:

$$\frac{1}{2}mJ^{2}=\frac{1}{2}mJ_{1}^{2}+\frac{1}{2}k\,mJ_{2}^{2}$$

واعتماداً على المعادلتين السابقتين نكتب:

$$\vartheta_2\, k\, \vartheta - \vartheta_1 =$$

$$\vartheta^2{}_2\, k\, (\vartheta - \vartheta_1)\, (\vartheta + \vartheta_1) =$$

واعتماداً على ذلك نكتب المعادلتين:

$$\vartheta_2\, k\, \vartheta - \vartheta_1 =$$

$$\vartheta + \vartheta_1 = \vartheta_2$$

وبحذف ϑ_2 بين المعادلتين السابقتين نجد:

$$J_{1}=\frac{1-k}{1+k}J$$

وبما أن: $K'=\frac{1}{2}mJ_{1}^{2}$, $K=\frac{1}{2}mJ^{2}$

فإن:

$$K'=\frac{1}{2}m\left(\frac{1-k}{1+k}\right)^{2}J^{2}=K\left(\frac{1-k}{1+k}\right)^{2}$$

ومن أجل $k=1$ أي من أجل نوى ذرات الهيدروجين نجد $K' = 0$ أي أصبح النيــوترون حرارياً من الصدم الأول.

ومن أجل $k = 2$ أي من أجل نوى الديتريوم نجد: $K'=\frac{1}{9}K$

وذلك بعد الصدم الأول. ومن أجل الصدمة N يكون:

$$K'=\frac{1}{9^{N}}K$$

وبأخذ لغاريتم الطرفين نجد:

$$\text{Ln}\, K' = -N\, \text{Ln}\, 9 + \text{Ln}K$$

ومنه: $$N = \frac{Ln(K/K')}{Ln 9}$$

وبمعرفة أن : $$\frac{K}{K'} = \frac{10^6}{0.025} = 4 \times 10^7$$

نجد أن: $$N = \frac{Ln\ 4 \times 10^7}{Ln 9} = 7.96 \approx 8$$

أي يصبح النيوترون حرارياً بعد ثمانية صدمات مع نوى ذرات الديتريوم.

ومن أجل $k = 12$ نجد:

$$K' = \left(\frac{11}{13}\right)^2 K$$

بعد صدمة واحدة. وبعد N صدمة يكون:

$$K' = \left(\frac{11}{13}\right)^{2N} K$$

ومنها نجد: $$N = \frac{1}{2} \frac{Ln\ (K/K')}{Ln(13/11)} \approx 53$$

أي نحتاج إلى 53 صدمة مع نوى ذرات الكربون كي يصبح النيوترون حرارياً.

ونستنتج من ذلك أن المواد الخفيفة أكثر فاعلية لإبطاء النيوترونات من المواد الثقيلة.

مسائل الفصل الرابع

1ــ تتناسب خسارة الطاقة لجسيم مشحون، من أجل الطاقات المنخفضة، في وحدة الطول مع مساره عكسياً مع سرعته ϑ، أي أن:

$$dK / dc = k / J$$

برهن أن مدى الجسيم المشحون، في مادة، يتناسب مع طاقته الحركية فـي بدايـة مـداه مرفوعة إلى ا لقوة 3/2. واستنتج من ذلك أن مدى الجسيم المشحون R يتناسب مع مكعـب سرعة الجسيم لدى دخوله الوسط، وهو قانون يعرف باسم قانون جايجر، أي أن:

$$R = k' \, J_0^3$$

2ــ يدخل جسيم شحنته Z_1e وكتلته السكونية M وسطاً مادياً سماكته لا متناهيـة بطاقـة حركية K_0. إذا أخذت التصحيحات النسبية فإن الطاقة الضائعة تعطى كما يلي:

$$-\frac{dK}{dc} = \frac{4p \, Z_1^2 \, e^4}{m_0 \, J^2} nZ_2 \left[Ln \frac{2m_0 \, J^2}{I} - Ln \, (1-b^2) - b^2 \right]$$

حيث: تمثل β = ϑ/c السرعة المختزلة. والمطلوب:

أ ــ برهن اعتماداً على العلاقة السابقة أن:

$$S(K) = \frac{4p \, e^4}{m_0 \, c^2} \cdot \frac{Z_1^2}{b^2} \cdot \frac{nZ_2}{r} \left[Ln \frac{2m_0 \, c^2 \, b^2}{I \, (1-b^2)} - b^2 \right]$$

ب ــ برهن، بإهمال أن المعادلة السابقة غير صالحة من أجل السرعة المخفضة، أن المدى R يُكتب بالشكل: $R = MZ_1^{-2} \, F \, (b_0)$

حيث $F(\beta_0)$ تابع للسرعة المختزلة للجسيم عند دخوله إلى الوسط.

ثم أوجد، من أجل جسيمين $(Z_2,M_2),(Z_1,M_2)$ لهما السرعة المختزلة β_0 نفسها عند دخولهما إلى الوسط، العلاقةَ بين مدى كل منهما داخل الوسط من جهة والعلاقة بين طاقتيهما الحركيتين البدائيتين من جهة أخرى.

تطبيق عددي: بفرض أن مدى بروتون، كمية حركته $P = 10^3$ MeV/c، يساوي 8 أمتار ضمن هيدروجين سائل 27.6K فاستنتج مدى جسيم يُسمى ميزوناً ويُرمز له بالرمز K^+ ضمن الهيدروجين السائل السابق. مع العلم أن كثافة الهيدروجين السائل في الدرجة 27.6 K تساوي 5.86×10^{-2} g/cm^3 وطاقة الميزون K^+ السكونية 494 MeV وطاقة البروتون السكونية 938.25MeV.

3ــ ترد أشعة γ بطاقة قدرها 662keV على سماكة من الرصاص فتخرج بطاقة قدرها 640 keV والمطلوب:

أ ــ احسب زاوية تبعثر أشعة γ السابقة. $m_0c^2 = 0.51MeV$.

ب ــ سرعة الالكترونات المتبعثرة.

4ــ نفرض أن فوتوناً طوله الموجي 0.0002nm يسقط على هدف ويمر في أثناء مساره بالقرب من نواة ما والمطلوب:

أ ــ احسب عدد أزواج الكترون ــ بوزيترون الساكنة التي يمكن أن يولدها هذا الفوتون.

ب ــ إذا نتج عن هذا الفوتون زوج بحيث كانت طاقة حركة البوزيترون ضعف طاقة حركة الالكترون فاحسب طاقة حركة هذا الزوج.

$h = 6.63 \times 10^{-34}$ J. s , $c = 3 \times 10^{8}$ m/s

5ــ يتم إضعاف شدة حزمة من فوتونات γ إلى النصف بعد اختراقها العمودي لشريحتين مستقلتين الأولى من الألمنيوم سمكها 1.6cm والثانية من الرصاص207 معامل امتصاصها الخطي $58cm^{-1}$ والمطلوب:

أ ــ احسب معامل الامتصاص الخطي لشريحة الألمنيوم.

ب ــ إذا أديرت شريحة الألمنيوم بزاوية 30° بالنسبة للحزمة الواردة فأوجد نسبة إضعاف شدة الحزمة بعد اختراق الشريحة.

جــ ــ أوجد سمك شريحة الرصاص. ماذا تستنتج؟

د ــ إذا كانت كثافة مادة الرصاص 11.4 g/cm^3 فأوجد المقطع العرضي الكلي لامتصاص فوتونات γ أعلاه. $N_a = 6.02 \times 10^{23}$ atoms/ $mo\ell$

الفصل الخامس

كواشف الاشعاعات النووية

1.5 - مقدمة:

نظرا لطبيعية الإشعاع غير المرئية كان لابد من إيجاد الطرائق والأدوات الملائمة للكشف عن الإشعاع وذلك لمعرفة وقياس الإشعاع وتوفير المعلومات اللازمة عنه و معرفة مقدار ما قد يحدثه من أثار إضافة الى تقدير ضرورة إجراء هذه القياسات ودرجة ملائمة الأجهزة لنوع القياس ومن هنا تم تطوير عدة تقنيات وأدوات لقياس الإشعاع

ينتج من تفاعل الأشعة المؤينة مع المواد المختلفة عدة آثار تتوقف على نوع الإشعاع وطبيعته وشدته، وكذلك طبيعة المادة. وتسمى المواد التي تتأثر بالإشعاع بشكل يمكن معه الاستفادة من الأثر الناتج " كواشف الإشعاع " فعندما تتفاعل الأشعة على اختلاف أنواعها سواءً أكانت جسيمات مشحونة أم جسيمات غيرمشحونة، مثل النترونات، أو حتى الأشعة الكهرطيسية؛ مع الكاشف، فإن الحصيلة النهائية لتبادل التأثير بالنسبة لأغلب أنواع الكواشف هي تَشَكُّل كمية من الشحنات الكهربائية ضمن مادة الكشف أو ما يسمى بالحجم الفعّال للكاشف التي تجمع عند قطب معاكس. يعتمد مبدأ الكشف عن الإشعاعات المؤينة في معظم الكواشف على تأيين أو إثارة الإشعاعات المؤينة لذرات أو جزئيات مادة الكاشف عند مرور الإشعاعات المؤينة فيها. وعند التأين يتم إنتاج الأزواج الالكترونية الأيونية في الكواشف الغازية أو الالكترونية التجوفية في أشباه الموصلات ويعتمد عدد الأزواج المتكونة على نوع مادة الكاشف وعلى طاقات الإشعاعات الساقطة.

2.5 - التأين والتفريغ الغازي (Ionization and gaseous discharge) :

تعرّف المواد العازلة بأنها مواد تبدي مقاومة كبيرة لعبور التيار من خلالها وعند تسليط جهد عال عليها تفقد خاصية العزل الكهربائي ، وقد تكون غازاً أو سائلاً أو صلباً. ولا تخلو العوازل الغازية من وجود جسيمات مشحونة كهربائياً خاصة الالكترونات الحرة التي تنتج من التشعيع أو تنتج من الحقل مما يؤدي الى بداية عملية الانجراف(الانهيار) ، تسرع هذه الالكترونات بواسطة الحقل المطبق من القطب السالب إلى القطب الموجب بطاقة حركية $\frac{1}{2}mv^2$ وتصطدم مع جزيئات الغاز بين القطبين وبذلك تفقد بعضاً من طاقتها بينما تمتص البعض الآخر من قبل الجسيمات المحايدة ، فعندما تكتسب هذه الجسيمات طاقة كافية (أكبر

من طاقة الالكترونات اللازمة لحدوث التأين) عندئذ يمكنها أن تتــأين بواســطة التصـــادمات (الكترون - جسيم حيادي).

تتسارع الالكترونات المتحررة الجديدة بالحقل حيث يتولد انهيــار الكترونـــي عنــدها ، و بتزايد الجهد المطبق تتزايد عملية تأيين الجسيمات وتكون سريعة حيث تحدث عمليات تــأين ثانوية وصولاً الى عملية الانهيار اخيراً.

3.5 - عمليات التأين في التفريغ الغازي (Ionization processes in gas discharges) :

يحدث الانهيار الكهربائي في الغاز بعمليات تأين مختلفة كـــ (التأين بتصادم الالكترونات مع بعضها او تصادم الأيونات والفوتونات مع جزيئات الغاز والتأين عند سطح القطبين و....الخ) وهي عملية تحول التفريغ الغازي من تفريغ تابع الى تفريغ ذاتي (يستمر فيه تأثير المؤين الخارجي حتى بعد رفعه).

يعرف التأين بصورة عامة بأنه عملية خروج الالكترون من الذرة تاركاً إياها كشاردة موجبة، و يزداد احتمال خروج الالكترون من المدار الخارجي بعمليات التصادم وتسمى الطاقة اللازمة لحدوث ذلك طاقة التأين الاولى (first ionization potential). تقسم هذه العمليات الى :

أ - التأين بالتصادم البسيط (Ionization by simple collision):

يحدث عندما تتجاوز طاقة الالكترون ($\frac{1}{2}mv^2$) المتصادم مع جزيئة الغاز طاقة تأينهــا ($E_i = eV_i$) وينتج عن عملية التصادم أيون موجب والكترونين بطيئين :

$$M + e^-(\frac{1}{2}mv^2) \rightarrow M^+ + 2e^- \qquad (1)$$

يكون احتمال حدوث هذه العملية مساوياً الى الصفر في حال تساوي طـــاقتي الالكتـــرون وجزيء الغاز ويزداد بزيادة طاقة الالكترون على حساب طاقة الجزيء.

ب - التأين بعملية الاثارة (Excitation) :

لا تتاين جزيئات الغاز المتعادل بالالكترونات دائماً في عملية التصادم البسيط بسبب فـــرق الطاقة ، وفي هذه الحالة تترك الجزيئة في حالة إثارة M^* بطاقة E_e :

$$M + e^{-}(\frac{1}{2}mv^{2}) \rightarrow M^{*} + e^{-} \quad (2)$$

والتي تعطي بالنتيجة فوتونا ذات تردد n وطاقة hn بانتقاله من مــدار الــى اخــر.

$$M^{*} \rightarrow M + hn$$

ت - <u>التأين بالتصادم المضاعف للالكترون</u> (Ionization by Double electron impact):

اذا تم رفع طاقة جزيء الغاز الى مستوى مثار (بطاقة E_e) بتصادم سابق

فإنه يتأين بتصادمه مع الكترون بطيء نسبياً والذي يكون بحاجة إلى طاقة أقل من طاقة التأين واعلى من الطاقة الاضافية اللازمة لبلوغ التأين.

$$\frac{1}{2}mv^{2} > E_i - E_e \quad (3)$$

$$M^{*} + e^{-}(\frac{1}{2}mv^{2}) \rightarrow M^{+} + 2e^{-} \quad (4)$$

ث - <u>التأين الضوئي</u> (Photo-ionization):

يمكن تأيين جزيء في الحالة الأساسية بفوتون تردده n والذي يبعث طاقة مقدارها hn (بالقفز من مدار الى اخر) أكبر من طاقة تأين الجزيء $hn > E_i$:

$$M + hn \rightarrow M^{+} + e$$

ج - <u>التأين بالالكترون المرافق</u> (Electron Attachment):

إذا كانت جزيئات الغاز لها مستويات طاقية غير مملوءة فإن الالكترون المتصادم يمكن أن يستقر في إحدى هذه المستويات محولاً الجزيء الى شاردة سالبة M^{-} والتي تكون في حالة مثارة بسبب فرق الطاقة. $M + e^{-} \rightarrow M^{-}$

يقلص التصادم بهذه العملية عدد الالكترونات الحرة بعكس العمليات السابقة التي تزيدها.

ح - <u>التأين بفصل الالكترون</u> (Electron detachment):

وهي بعكس عملية ارتباط الالكترون وفيها تفقد الشاردة السالبة طاقتها الإضافية لتفصل الكترونها المكتسب وتتحول الى جزيئة متعادلة.

$$M^{-} \rightarrow M + e^{-}$$

خ- <u>عمليات اخرى</u> :

ومنها على سبيل المثال :

- تصادم (الأيون – الذرة)
- تصادم (الذرة المهيجة – الجزئية)
- تصادم (الذرة – الذرة)

ويلخص الجدول التالي مجمل عمليات التأين:

جدول(1) يوضح عمليات التأين المختلفة

Process	Description	
$A+e \rightarrow A^{*}+e$	Excitation by electron impact.	
$A+e \leftarrow A^{*}+e$	A collision of the second kind.	
$A+e \rightarrow A^{+}+e+e$	Ionization by electron impact.	
$A+h\nu \rightarrow A^{*}$	Photo excitation (absorption of light).	
$A+h\nu \leftarrow A^{*}$	Emission of light.	
$A+h\nu \rightarrow A^{+}+e$	Photo-ionization.	
$A+h\nu \leftarrow A^{+}+e$	Radiative recombination.	
$A+B \rightarrow A^{*}+B$	Excitation by atom impact.	
$A+B \rightarrow A^{+}+e+B$	Ionization by atom impact.	
$A^{*}+B \rightarrow A+B^{*}$	Excitation by excited atoms.	Collisions of the second kind
$A^{+}+B \rightarrow A+B^{+}$	Change of charge.	Collisions of the second kind
$A^{+}+B \rightarrow A^{+}+B^{+}+e$	Ionization by positive ion impact.	Collisions of the second kind

تشير * إلى أن الذرة مثارة

<u>4.5-آلية الانهيار الغازي (breakdown Characteristic in gases):</u>

يمكن دراسة التأين والتفريغ الغازي تحت نوعين من الضغط :

- تحت ضغط منخفض.
- تحت ضغط عال.

هناك آليتان معروفتان ضمن التفريغ الغازي الذاتي تحت ضغط عال لدراسة عملية الانهيار في الغازات (avalanche و streamer) (التجميعي و الشراري) هما :

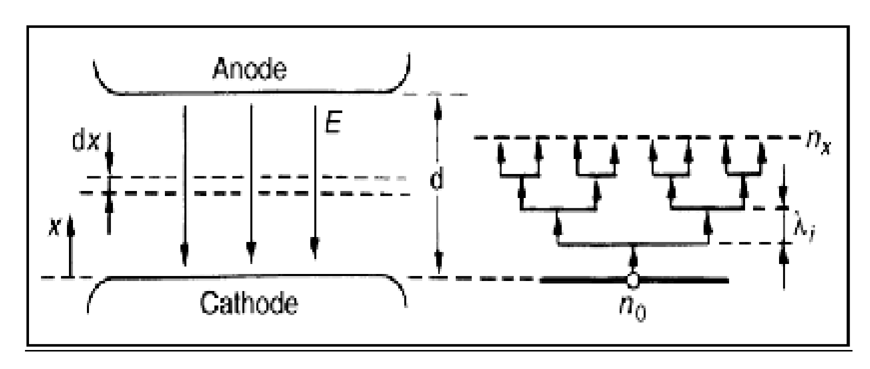
- آلية التكتل الالكتروني (عملية انهيار تاونسند)
- و آلية الانهيار الشراري

1.4.5 - آلية التكتل الالكتروني (عملية انهيار تاونسند) :

Electron Avalanche Mechanism (Townsend Breakdown Process)

تستند هذه الالية على توليد انهيارات ثانوية متتالية لإتمامها. لنفرض وجود الكترون حر في غاز (نتيجة بعض المؤثرات الخارجية كالإشعاع أو أشعة كونية) وبوجود حقل كهربائي قوي كافي يسبب تسارع الالكترون_ مسببا تأين جزيئة الغاز بالتصادم البسيط مما يؤدي إلى الحصول على الكترونين حرين و أيون موجب حيث يكون هذان الالكترونان قادرين على التسارع و التصادم أكثر مما يؤدي الى الحصول على4 الكترونات حرة و3 أيونات موجبة .

والعملية بمجملها تراكمية حيث يتزايد عدد الالكترونات الحرة كلما زاد تأثير الحقل الكهربائي و يتولد سرب من ملايين الالكترونات الحرة وأيونات موجبة بطريقة تسمى انهيار الالكترون (electron avalanche) في حيز صغير بأبعاد مليمترية.



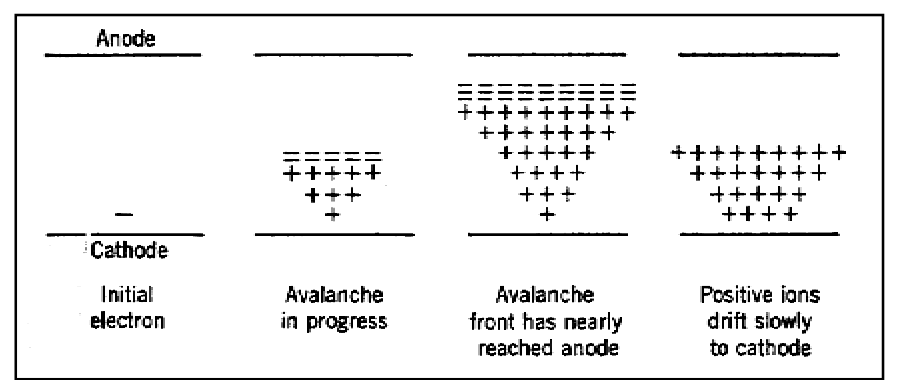
الشكل(1) يمثل آلية انهيار الالكترون

وعند زيادة الفولتية بين قطبي المنظومة يبدأ التيار بالازدياد بصورة بطيئة أيضا كلما انبعثت الالكترونات من القطب السالب الى القطب الموجب عبر الغاز بمعدل سرعة يعطى من خلال حركتها بفعل قوة الحقل .ويكون التأين بتصادم الالكترونات أكثر احتمالاً وذا أهمية ملحوظة خلال هذه الآلية .

ولتكن :

$n_e(x)$: عدد الالكترونات المنبعثة من القطب السالب لكل وحدة زمن.

$n_e(0)$:عدد الالكترونات المتحركة مسافة x من القطب السالب لكل وحدة زمن ($n_e(x) > n_e(0)$ خلال التصادمات المؤينة في الفجوة).



الشكل(2) يبين تجميع الالكترونات مع مرور الزمن

a : عدد التصادمات المؤينة والتي تنتج بـــ (الكترون لكل وحدة انجراف باتجاه المجال) وتسمى معامل تاونسند الاول للتأين (Townsend's first ionization coefficient).

وعليه تكون $1/a$ معدل المسافة المقطوعة في اتجاه المجال بين التصادمات المؤينة.

والآن لنفترض وجود شريحة سمكها dx على مسافة x من القطب السالب فان الالكترونات $n_e(x)$ التي تدخل الشريحة ستجتازه بوجود الحقل المطبق E حيث يتناسب عدد التصادمات المؤينة في فجوة الغاز مع dx و $n_e(x)$:

$$dn_e(x) \propto n_e(x)$$

$$dn_e(x) \propto dx$$

$$\Rightarrow dn_e(x) = an_e(x)dx \qquad (5)$$

بإعادة ترتيب وأخذ تكامل الطرفين نجد :

$$\int_{n_e(0)}^{n_e(x)} \frac{dn_e(x)}{n_e(x)} = a\int_0^x dx$$

$$\ln(n_e(x)/n_e(0) = ax \qquad (6)$$

$$n_e(x) = n_e(0)\,\mathrm{e}^{ax} \qquad (7)$$

اذا كان القطب الموجب على بعد $d = x$ من القطب السالب فان عدد الالكترونات التي تصل اليه في كل ثانية :

$$n_e(d) = n_e(0)\,\mathrm{e}^{ad} \qquad (8)$$

لذا فان كل الكترون يغادر القطب السالب يُنتِجُ $[n_e(d)-n_e(0)]/n_e(0)$ من الالكترونات الجديدة (يقابله أيونات موجبة بالعدد نفسه) في الفجوة بين القطبين.

عدد الأيونات الموجبة التي تصل إلى القطب السالب في كل ثانية في حالة الاستقرار يجب أن يساوي عدد الالكترونات الجديدة التي تصل إلى القطب الموجب ، ويعطى التيار الناتج :

$$I = I_0 \, e^{ad} \qquad (9)$$

حيث I_0 تمثل التيار الكهروضوئي الاولي عند القطب السالب.

يتبع تأين الالكترون بالتصادم على القطب السالب "الذي يملا فجوة الغاز بالكترونات حرة" بعملية الانهيار الفعلي عمليات ثانوية ، ويزداد عددها مع كل عملية جديدة .

ولنأخذ الآن معادلات زيادة التيار في الآلية الثانوية بعين الاعتبار .

نفرض ان g : معدل عدد الالكترونات الثانوية المتولدة في القطب السالب لكل تصادم مؤين في الفجوة (معامل تاونسند للتأين الثاني Townsend's second ionization coefficient)

$n_e(0)$:عدد الكترونات الكهروضوئية الأولية المتولدة من القطب السالب في الثانية .

$n'_e(0)$: عدد الكترونات الكهروضوئية الثانوية المتولدة في القطب السالب في الثانية .

$n''_e(0)$: عدد الكترونات الكلية التي تغادر القطب السالب في الثانية .

لذا فان :

$$n'_e(0) = n_e(0) + n''_e(0)$$

وبالمحصلة إن كل الكترون يغادر القطب السالب يولد ($e^{ad}-1$) تصادماً في الفجوة وبالتالي يعطى عدد التصادمات المؤينة في الثانية في الفجوة بـــ $n''_e(0)[e^{ad}-1]$ ومن التعريف :

$$g = \frac{n'_e(0)}{n''_e(0)[e^{ad}-1]}$$

من معرفة $n'_e(0) = n_e(0) + n''_e(0)$ تكون الحل بالنسبة لــ $n''_e(0)$:

$$n''_e(0) = \frac{n_e(0)}{1-g[e^{ad}-1]}$$

مشابها لحالة العملية الأولية (مع a) نجد :

$$n_e(d) = n''_e(0)\exp(ad) = \frac{n_e(0)[e^{ad}-1]}{1-g[e^{ad}-1]}$$

وتعطى التيار في حالة الاستقرار بالمعادلة :

$$I = \frac{I_0[e^{ad}-1]}{1-g[e^{ad}-1]} \qquad (10)$$

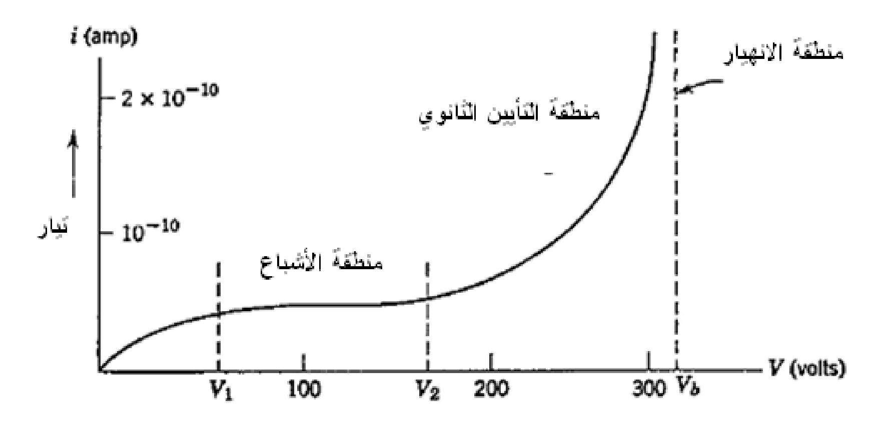
التي تمثل معادلة التيار المتزايد في الفجوة قبل حدوث انهيار الشرارة (spark breakdown) .

وبزيادة قيمة الكمون المطبق يزداد كل من e^{ad} و $g\,e^{ad}$ لتصل $g\,e^{ad} \to 1$ عندما يصبح المقام في معادلة التيار مساوياً إلى الصفر ، والتيار الى ∞ عندها ستحدد قيمتها العملية بمقاومة مجهز القدرة والغاز الموصل. يعرف هذا الشرط كانهيار ويكتب :

$$g[e^{ad}-1]=1$$

والذي يعرف بمعيار تاونسند لانهيار الشرارة (Townsend criteria for spark breakdown) و خلالها ينمو الانهيار التجميعي على مدى فترات زمنية طويلة نسبياً (يزيد على $1ms$) ولا تحدث في حالة تطبيق كمون نبضي عموماً.

تحدد معاملات تاونسند في غرفة التأين مفرغة بدرجة عالية بحدود 10^{-4} و 10^{-6} تور قبل تعبئتها بالغاز المطلوب عند ضغط قليل ،والكمون المطبق بحدود 2 إلى 10 كيلو فولت.



الشكل(3) منحني خصائص التيار و الفولتية في آلية تاونسند

عند زيادة الكمون المطبق تدريجياً يبدأ التيار بالازدياد أيضاً للوصول الى قيمة I_0 ببطء و يعتمد على قوة إضاءة الأشعة حيث تتبع تلك الزيادة عملية إشباع بسبب عودة معظم الالكترونات المشعة الى القطب السالب ثانية بعملية الانتشار بنسبة تقل بزيادة الكمون مع عدم وصول جميع نظريتها المنبعثة الى القطب الموجب مالم تصل قيمة الكمون المطبق إلى كمون

تأين الغاز ، ويصل التيار الى قيمة عظمى له عند جهد V_b (breakdown voltage) وفي هذه المنطقة وبالاستفادة من آلية تاونسند نعرف تيار التفريغ بالعلاقة التالية :

$$I = \frac{I_0[e^{ad}-1]}{1-g[e^{ad}-1]} = I_0\, e^{ad} \qquad ad >> 1$$

في هذا التفسير لم نأخذ مرافقة الالكترون للجسيمات المحايدة بعين الاعتبار لان ذلك يزيل الالكترونات الحرة وبهذا يعطي للغازات قوة عزل كهربائي عالية جداً ، عندها تطلق تسمية الغازات الالكتروسالبة (electro-negative) عليها ويعرف عامل الربط او المرافقة (attachment coefficient) بـــ h بأنها عدد المرافقات لكل الكترون لوحدة الانجراف باتجاه الحقل ، وعليه تكون قيمة التيار في المجال المنتظم :

$$I = I_0 \frac{\left[\frac{a}{a-h} e^{(a-h)d} - \frac{h}{a-h}\right]}{1-g\,\frac{a}{a-h}[e^{(a-h)d}-1]}$$

وفي المقابل لدينا علاقة معايرة انهيار الشرارة (spark breakdown) كالآتي :

$$g\,\frac{a}{a-h}[e^{(a-h)d}-1] = 1$$

<u>2.4.5 - **قانون باشن** (Paschen's Law):</u>

عندما يتحرك كل من الالكترون أوالشاردة الموجبة في حقل منتظم E وضغط الغاز p فان وصول متوسط طاقتيهما الى التوازن يتعلق بالنسبة E/p أو بدقة اكثر :

$$g = f_2(E/p) \qquad\qquad a/p = f_1(E/p)$$

الحقل الكهربائي المنتظم في الفجوة يعطى بـــ $E=V/d$ لذا فان معايرة تاونسند لانهيار الشرارة للغازات تكون :

$$g(e^{ad}-1) = 1$$

والذي يمكن كتابته بالشكل:

$$f_2\left(\frac{V}{pd}\right)\left[e^{pdf_1\left(\frac{V}{pd}\right)}-1\right] = 1$$

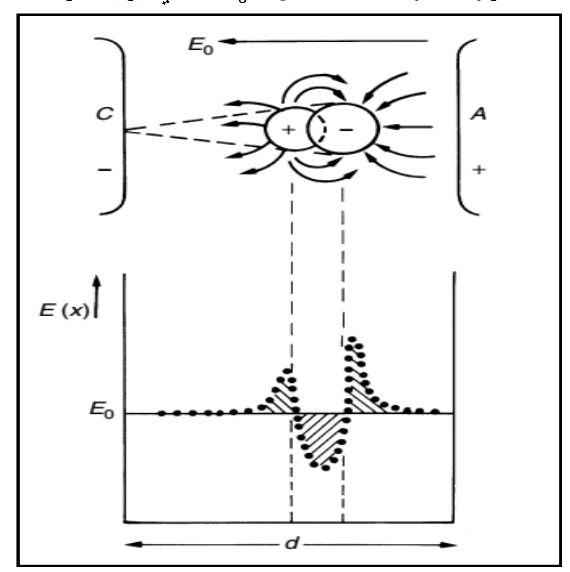
وتتضح من خلال المعادلة ان كمون الانهيار V تابع لجداء ضغط الغاز p و مسافة الفجوة d أي. $V= f\,(p.d)$

ونلاحظ أن تأثير درجة الحرارة لم يؤخذ بالاعتبار.

وباستخدام القانون العام للغازات $pV=nRT$ نرى ان $p = rRT$ ، لذا تكون الصيغة الصحيحة لتابع الكمون يكون بدلالة جداء الكثافة بمسافة الفجوة $V = f(r.d)$، وهذه هي صيغة قانون باشن (Paschen's Law) حيث r كثافة الغاز.

3.4.5 - آلية الانهيار الشراري (The streamer breakdown mechanism):

ينشأ هذا النوع من الانهيار نتيجة التأثير المضاف من قبل حقل فضاء الشحنة للانهيار العادي و تأثير التأين الكهروضوئي في الغاز ، وتتنبأ بحدوث تفريغ لانهيار الشرارة مباشرة من خلال انهيار عادي منفرد ، في حين أن آلية تاونسند تتنبأ بانتشار كبير للتفريغ ، حيث وجد في التطبيقات العملية أن الكثير من التفريغ كان خطياً وغير منتظم.
يسبب فضاء الشحنة المتولد في الانهيار التجميعي تشويه مناسب للحقل الكهربائي يكفي لتحريك الالكترونات الحرة باتجاه رأس الكتلة حيث يتضاعف ويتراكم بسرعة على شكل حجم كروي . كلما تقدمت الالكترونات بسرعة تركت الشوارد الموجبة بحركة بطيئة نسبياً في مؤخرة الحقل بينما تقوى جبهتها ومقدمتها الامامية ، لكن الحقل بين الالكترونات واشوارد الموجبة يكون بعكس اتجاه المجال المطبق (E_0) الذي يقلل من قوة المجال الناشئ لذا فالمجال المتبقي بين الكاثود والمؤخرة تتطور باستمرار لتغذية مقدمة المجال .
كما في الشكل (4) الذي يبين تشوه الحقل في الفجوة بسبب التداخل بين الحقل الكهربائي لفضاء الشحنة لتكتل الالكترونات والحقل المطبق E_0 الذي يزيد حركية الالكترونات .



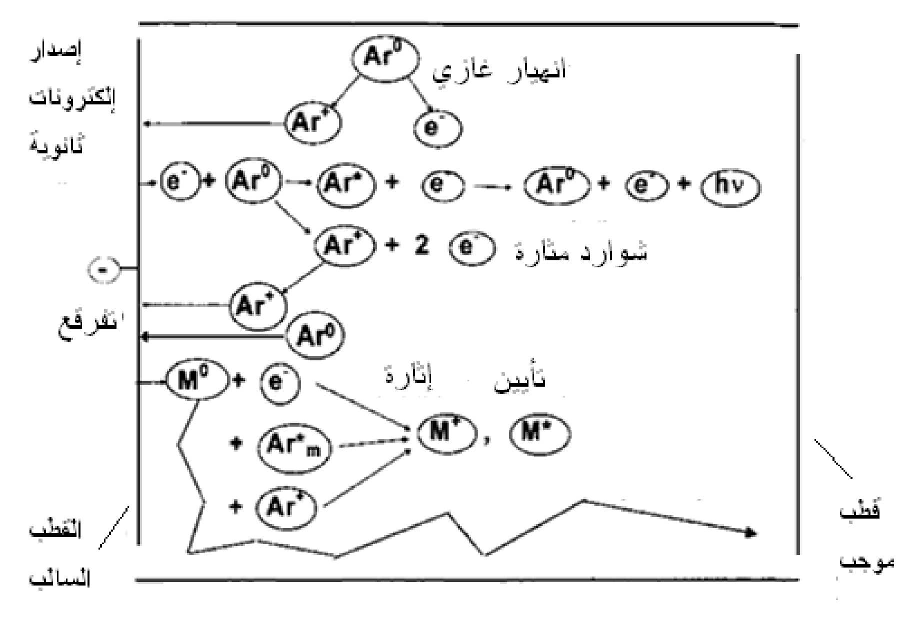
الشكل (4)

4.4.5 - الانهيار التوهجي (Glow discharged):

أ - الانهيار التوهجي بالتيار المستمر (Direct current (d.c.) glow discharges) :

يحصل هذا النوع من الانهيار نتيجة تسليط حقل كهربائي قوي من مصدر تيار كهربائي مستمر على وسط غازي تحت ضغط منخفض فيؤدي الى انهيار ذرات وجزيئات الغاز كهربائياً والسماح بتدفق التيار في الغاز حيث تبدأ العملية من تصادم الالكترونات الحرة المسرعة بوجود الحقل الكهربائي مع جزيئات الغاز ، والتي عند اكتسابها طاقة كافية تسبب في تأيين وإثارة جزيئات الغاز المحايدة بالتصادمات غير المرنة التي تتبع بعملية إعادة التحام المصاحب بانبعاث فوتونات ضوئية عادة وبالتالي يتم توليد شوارد موجبة والكترونات جديدة حيث تتسرع الشوارد الموجبة وتكتسب سرعة عالية جداً وتتجه نحو القطب السالب بتاثير الحقل الكهربائي وتسبب في اثارة مادة القطب السالب(الكاثود) وانبعاث الكترونات ثانوية لكونها تعود الى ذرات مادة الكاثود وليس الغاز مما يترك ذراتها الاصلية في حالة تأين تطلق عليها (الذرات المتفرقعة) لأن عملية توليد الكترونات ثانوية تسمى بعملية (التفرقع - sputtering) وتتكرر هذه العمليات عدة مرات لتكون سلسلة مستمرة تؤدي الى توهج الغاز ذاتيا .

ويمكن تمثيل مجمل العمليات بين القطبين بالشكل :



الشكل(5)

ب - **التفريغ التوهجي التفرقعي (Glow Discharge Sputtering):**

ينتج التفريغ التوهجي التفرقعي بعد عودة الشوارد الموجبة (الذرات المتاينة) للوسط الغازي الى مادة القطب السالب بفعل قوة التجاذب الكولوني ، ونظراً لكتلة الشوارد الموجبة الكبيرة والسرعة الإضافية التي تكتسبها من الحقل الكهربائي تكتسبُ اندفاعاً كبيراً فتقصف الذرة مادة القطب السالب وتنقل طاقتها واندفاعها الى تلك الذرات(ذرات مادة القطب السالب) وتحقنها وتجعلها تتأين وتفقد الكتروناتها الخارجية (توليد الكترونات ثانوية) وتترك ذرة مادة القطب السالب في حالة خاصة تسمى بالذرة المتفرقعة (sputtered atom).
يشترط في هذا التفريغ الخاص أن تكون المسافة بين مادة الهدف (القطب السالب) والشوارد أن تكون أقل ما يمكن لاكتساب سرعة عالية وعدم تضييع طاقتها، وأن يكون ضغط الغاز مناسباً لتوليد بلازما ذاتية التكوين اي بين (10-1000)mTorr ، وطاقة الأيون أكبر من 100eV وان يبلغ كمون القطب السالب حوالي 2.5 Kv .

5.5 ــ كواشف الإشعاع: Radiation Detectors

إن غاية كشف الإشعاع النووي وتسجيله هي التعرف علـى نوعيـة وميـزات هـذا الإشعاع. فنعين بوساطة تسجيل الإشعاع مثلاً: طاقة وشحنة الجسيمات، كتلتهـا وأعمارهـا الوسطية، العزوم الميكانيكية والمغناطيسية، المقاطع العرضية للعمليات المختلفة، التوزعـات الزاوية...الخ. تتكون الجملة المستخدمة لتسجيل الجسيمات عادة من كاشـف (عـداد) وآليـة تحليل Analyzer مع آلية عد (معداد). ففي الكاشف يتم التأثير المتبادل للإشعاع مـع مادتـه ومن ثم تضخم الإشارة الناتجة وتحلل وتصنف ثم تقوم آلية العد بعَدِّ كل صنف منها.

تعتبر عملية ضياع الطاقة بالتشريد، في المادة، أساس عملية الكشف حيث يمكن تحويـل التشريد، بطرق مختلفة، إلى نبضة كهربائية يتناسب مطالها مع الطاقة الضائعة فـي وسـط الكاشف. ويمكن بطرق معينة جعل التشريد مرئياً على طول مسـار الجسـيم: علـى شـكل فقاعات، قطرات، انفراغ شحني، أو إظهار حبيبات تتشكل لتولد أثراً مرئياً. فإذا كان الكاشف تحت تأثير حقل مغناطيسي فإن الأثر الذي يتركه الجسيم (أي مسـاره) ينحنـي ومـن هـذا الانحناء يمكن تعيين عزم الجسيم.

ونشير إلى الطبيعة الإحصائية عند كشف وتسجيل الحوادث في الفيزياء النووية، فالمفهوم الإحصائي للقياس أساسي. فظاهرة التفكك الإشعاعي ظاهرة إحصائية، حيث لا يمكننا القـول

متى تتفكك النواة المعطاة بالضبط، إنما بوسعنا أن نشير فقط بأي احتمال يمكنها التفكك خلال فترة زمنية ما. وظاهرة التبعثر يُعبر عن احتمال حدوثها بالمقطع العرضي.. الخ. فلا يمكن أن تنطبق نتيجتا قياسين متعاقبين، وإنما إحداهما قريبة من الأخرى. ويعود هذا الاختلاف إلى التذبذب الإحصائي Statistical Fluctuation.

وتمثل النتائج لقياسات عددها أقل من 10 وفق توزيع بواسون Poisson Distribution. بينما تمثل النتائج لقياسات عددها كبير، وهذه هي الحالة العامة، وفق توزيع جاوس Gauss Distribution الذي يسمح بتقدير قيمة التذبذب لكل قياس.

سنحاول أن نركز اهتمامنا على النواحي التقنية للكواشف التي سندرسها مثل: قوة الفصل Resolution والفعالية أو الكفاءة Efficiency والحساسية Sensitivity. ويُقصد بقوة الفصل العرض الكلي للإشارة (والتي تمثل منحني جاوسي) عند منتصف أعظم قيمة. وتعني الفعالية (أو الكفاءة) نسبة عدد الجسيمات التي يسجلها الكاشف إلى العدد الكلي للجسيمات الداخلة إليه. بينما تمثل الحساسية أصغر طاقة تستطيع إحداث شاردة واحدة في الكاشف.

1.5.5 ـ **الكواشف الغازية**: Gas- Filled detectors

إن من أقدم وأبسط الكواشف التي استخدمت لتسجيل الإشعاع هي الكواشف المعبأة بالغاز. ويوضع الغاز في اسطوانة موصولة مع القطب السالب للمولد (أو موصولة بالأرض) بينما يوصل السلك المنطبق على محور الاسطوانة إلى القطب الموجب للمولد الذي فرق الجهد بين قطبيه يساوي أو أكبر من 1000 فولت (الشكل 6).

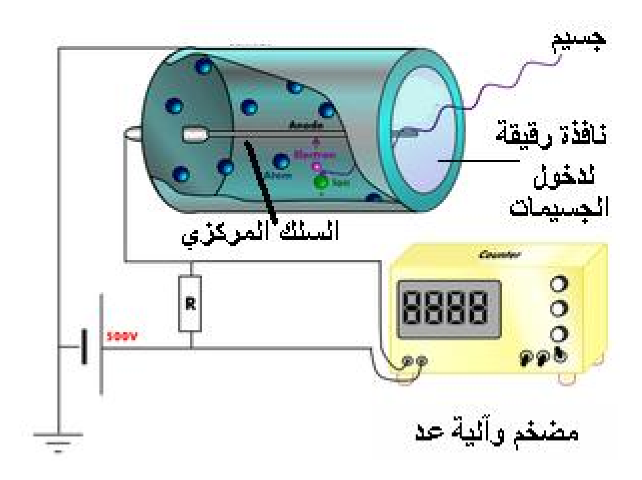
تملأ الاسطوانة بغاز الأرجون Argon، أو غاز البروبين Propane. فعندما تدخل جسيمات إلى الاسطوانة عن طريق نافذة الدخول الرقيقة فإنها تخسر طاقتها بتأيين ذرات الغاز على طول مسارها.

إذا كانت E طاقة الجسيم فإن عدد الشوارد التي يسببها (أو يولدها) هذا الجسيم يساوي:

$$n = \frac{E}{e}$$

حيث ε الطاقة الدنيا اللازمة لتوليد زوج الكترون ــ أيون وهذه الطاقة هي ما اصطلحنا على تسميته حساسية الكاشف. وتتراوح قيمة ε تبعاً للغاز المستخدم. فمن أجل مزيج نموذجي مؤلف من 90% أرجون و 10% ميتان Methane، فإن:

$$\varepsilon \approx 27 eV$$



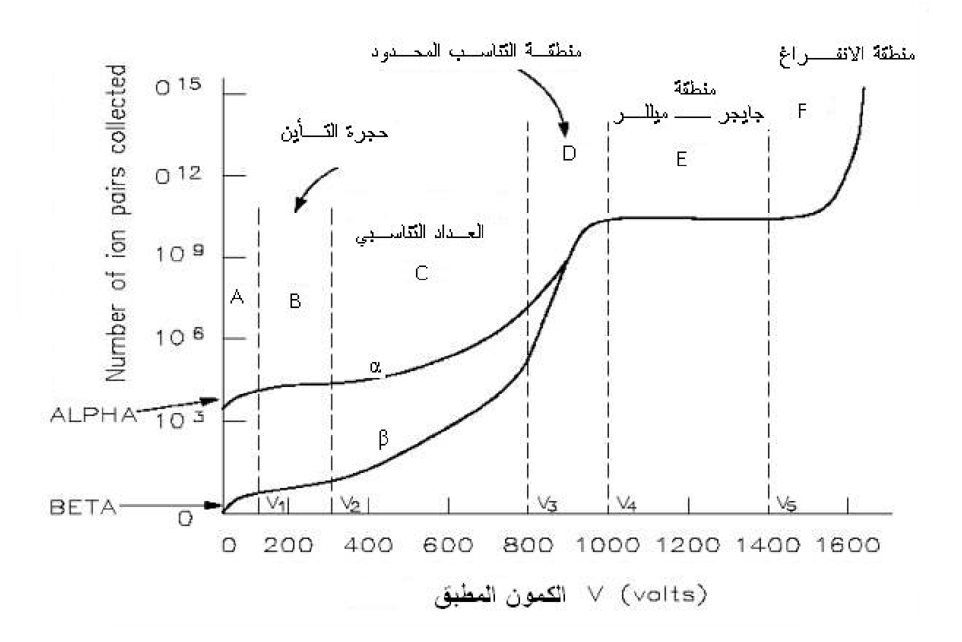
الشكل (6)

تتجه الالكترونات نحو السلك المركزي، بينما تتجه الأيونات الموجبة نحو جدار الاسطوانة. فمن أجل جسيم طاقته محددة، تتعلق الشحنة المجمعة على السلك المركزي بفرق الجهد V المطبق على الكاشف (شكل 5).

فإذا قسنا نبضات الجهد (والتي كل منها تمثل قياساً لجسيم وارد) بين طرفي المقاومة R بتابعية الجهد V فإننا نلاحظ المنحني المبين بالشكل (7).

فالمنحني β يمثل الجسيمات التي طاقتها ضعيفة (أو الفوتونات التي طاقتها منخفضة) مثل الالكترونات. بينما يمثل المنحني α الجسيمات التي طاقتها عالية (أو الفوتونات عالية الطاقة) مثل جسيمات ألفا.

فمن أجل جهد ضعيف فإن الأيونات تعتدل قبل وصولها السلك المركزي أو جدار الاسطوانة: وهذه هي المنطقة A. بينما هناك عدد قليل من الأيونات التي باستطاعتها الاعتدال في المنطقة B؛ فيمثل الكاشف الغازي من أجل هذا المجال من الجهد ما يسمى بحجرة التأين Ion Chamber. إن فرق الجهد بين قطبي المولد، في حجرة التأين، ضعيف بحيث لا يحدث تضخيم ذاتي للتأين أي لا تقوم الأيونات أو الالكترونات، المتولدة بوساطة الجسيم الداخل إلى الكاشف، بتوليد أيوناتٍ أخرى. فيمثل عدد الأيونات أو الالكترونات المجمّعة عدد الأيونات



الشكل (7)

المولدة في الغاز بوساطة الإشعاع فقط. وتتناسب الطاقة الضائعة، لجسيم مشحون، مباشرة مع عدد الأزواج أيون ــ الكترون. وارتفاع نبضة الخرج متناسب إذن مع الطاقة الضائعة لهذا الجسيم، وبالتالي فإن الميزة الأساسية لحجرة التأين أنها تعطينا قيمة الطاقة الضائعة بوساطة تأين الغاز والتي تمثل الطاقة الحركية K للجسيم المشحون (أو تمثل طاقة الفوتون E).

لا تستعمل حجرة التأين ككاشف على نطاق واسع: لأن زمن جمع الأيونات من أجل الجهد المستخدم طويلٌ تماماً وهو من مرتبة 10^{-3} ثانية مما يحدد عدد الجسيمات المسجلة. وأيضاً فإن مطال النبضة صغير وهو من مرتبة الضجيج الالكتروني. ولهذه الأسباب فإن حجرة التأين تستخدم للجسيمات المشحونة الثقيلة، لأن هذه الجسيمات تسبب ضياعاً مهماً للطاقة مما يولد تأيناً مهماً عند مرور هذه الجسيمات في غاز الكاشف.

وتمثل المنطقة C، من الشكل (7)، ما يسمى العداد التناسبي Proportional Counter فيكون الحقل الكهربائي بالقرب من السلك المركزي، في هذه المنطقة، عالياً كفاية بحيث تسرع الالكترونات المتولدة عن الإشعاع بسرع كبيرة، فتولد بدورها أيونات إضافية في غاز الكاشف. يولد هذا، عند خرج الكاشف، نبضة أكبر من تلك المتولدة في حجرة التأين. إن عدد الالكترونات الثانوية (الالكترونات التي ولدتها الالكترونات الأولية الناجمة عن الجسيم

المشحون) متناسب مباشرة مع عدد الالكترونات الأولية. وبالتالي فإن العداد يضاعف الأثـــر الذي يولده الإشعاع وتنتج عن ذلك إشارة خرج متناسبة مع الطاقة التي أضاعها الجسيم فـــي غاز الكاشف. ويمكن أن تتضاعف الالكترونات الأولية بعامل من مرتبة 10^3 إلى 10^4. وهكذا فإن نبضة الخرج أكبر من تلك الناتجة عند خرج حجرة التأين ولا تعاني مـــن الضـــياع فـــي الضجيج الالكتروني.

وبما أن الالكترونات تتضاعف بعامل كبير، فـــإن نـــبض الخـــرج النـــاجم عـــن تجمـــع الالكترونات كبير بشكل كافٍ بحيث يمكن إهمـــال المشـــاركة التـــي تؤديهـــا الأيونـــات. إن الالكترونات تتجمع بسرعة كبيرة (حوالي 10^{-6} ثانية)، وبالتالي فإن العداد التناسبي يمكـــن أن يستخدم في حالة النسبة العالية للعد وعلى العكس من حجرة التأين.

تقع في المجال D من الشكل (7) منطقة التناسب المحدود limited Proportional حيـــث تبقى الجسيمات المشحونة (أو الفوتونات) تولد نبضـــات خـــرج output pulses بارتفاعـــات مختلفة. ثم تأتي بعد ذلك المنطقة E من الشكل (7) والتي تمثـــل منطقـــة جـــايجر ـــ ميللـــر Geiger – Mueller حيث تولد مختلف الطاقات الضائعة نبضات خرج متساوية الارتفاع فـــلا يوجد في هذه المنطقة تناسب بين الطاقة الضائعة في الكاشف وارتفاع نبض الخـــرج. فلـــيس باستطاعة عداد جايجر ـــ ميللر إلا القيام بعد الجسيمات الداخلة إليه فقط ودون إعطـــاء أيـــة معلومات عن طاقة هذه الجسيمات. وأخيراً تنتهي منطقة جايجر ـــ ميللر عند منطقة الانفراغ المستديم ذاتياً وهي المنطقة F من الشكل (7).

إن العداد التناسبي هو أهم عداد بين كواشف الغاز ولذا فإننا سنشير إلى قوة فصـــل هـــذا الكاشف وفعاليته.

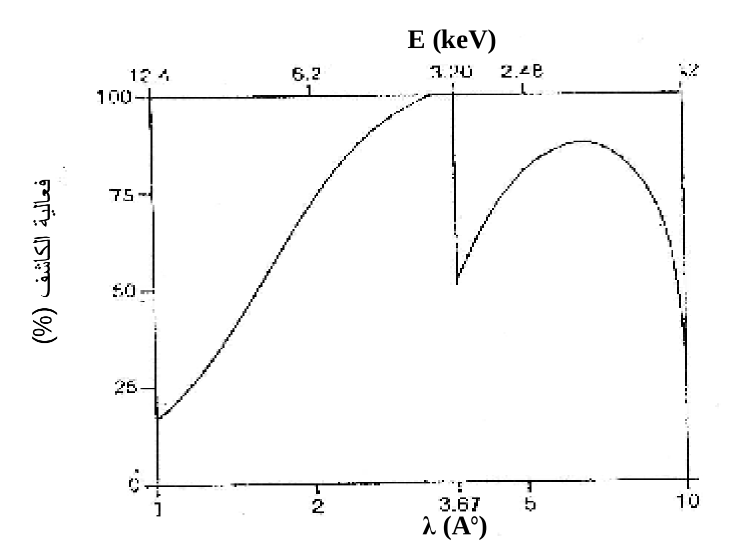
إن قوة الفصل لكاشف، وكما سبق لنا وعرفناها، تمثل العـــرض الكلـــي للإشـــارة عنـــد منتصف القيمة العظمى full width at half maximum، ويرمز لهـــا بـــالرمز FWHM. إن قيمة قوة الفصل بالنسبة للعداد التناسبي، وبإهمال مساهمة الضجيج الالكتروني، تساوي:

$$\Gamma = k\,E^{1/2} \qquad (11)$$

حيث k ثابت تساوي قيمته من أجل العداد الجيد:

$$k = 0.35 \qquad (\text{keV})^{1/2}$$

يبين الشكل (8) فعالية الكشف بتابعية الطول الموجي للأشعة السينية.



الشكل (8): فعالية العداد التناسي بتابعية الطول الموجي (أوبتابعية الطاقة، السلم العلوي) للأشعة السينية التي أضاعت طاقتها في غاز الكاشف.

وتعزى الفعالية الضعيفة من أجل الأمواج الطويلة (الطاقات الضعيفة) لامتصاص هذه الأشعة من قبل مادة نافذة الدخول وهي تتغير أيضاً تبعاً لتصميم هذه النافذة. أما الفعالية الضعيفة بالنسبة للأمواج القصيرة (الطاقات العالية) فتعزى لنموذج الغاز المستخدم، ولكثافة هذا الغاز التي تتبع للضغط ضمن الاسطوانة حيث يكون الضغط عادة بين 760 – 50 mmHg، ولسماكة الحجم الحساس من الكاشف. ويعزى الانقطاع في الفعالية عند الطول الموجي 3.87A° إلى طاقة حد الانقطاع لعنصر الأرجون (والتي تمثل طاقة ارتباط الالكترون K من ذرة الأرجون)، حيث تصدر ذرة الأرجون الكتروناً ضوئياً من الطبقة K عند هذه الطاقة (E= 3.20 keV). وعندما تعود الذرة إلى الاستقرار تصدر فوتوناً ينفذ من الكاشف واحتمال إعادة امتصاصه من قبل غاز العداد مهمل. وهذا ما يؤدي إلى الانقطاع في فعالية الكاشف عند هذه الطاقة.

2.5.5– عداد الوميض Scintillation detector

إن الومَّاض Scintillator عبارة عن مادة صلبة أو مادة سائلة، يتبادل التأثير معها الإشعاع النووي وفق إحدى الطرق التي درسناها سابقاً؛ فتثار في أثناء عملية التبادل ذرات الومّاض. وعند عودة هذه الذرات إلى حالة الاستقرار تصدر فوتونات. إن هذه الفوتونات، من أجل المواد العادية، لا يقع طولها الموجي ضمن مجال الطول الموجي للضوء المرئي. بينما من أجل مادة الومّاض يقع الطول الموجي للفوتونات الصادرة ضمن منطقة الضوء المرئي.

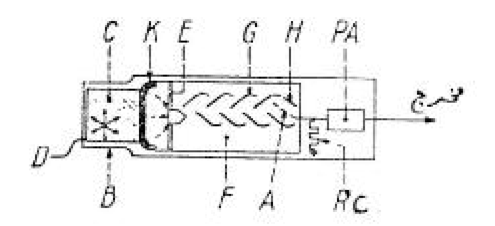
ويتناسب عدد الفوتونات الضوئية الصادرة مع الطاقة الضائعة، في الوماض، والتي أودعها الإشعاع الوارد.

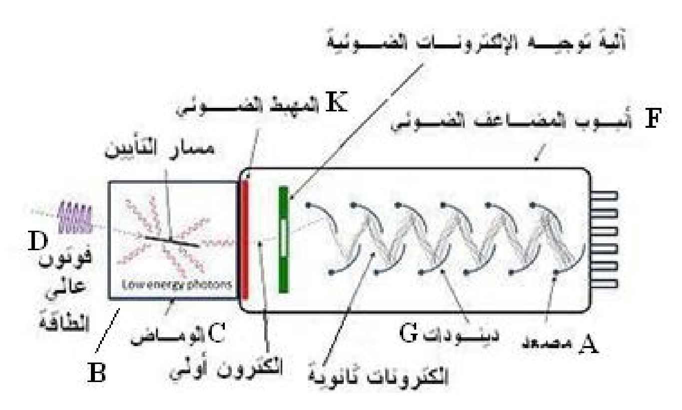
يجب أن يولد الومّاض هذه الفوتونات بفعالية عالية ويجب أن يكون شفافاً بالنسبة لهم. ويمكن لهذه الفوتونات أن تحول إلى إشارة كهربائية بوساطة أنبوب المضاعف الضوئي Photomultiplier tube الذي يوصل ملاصقاً للومّاض كما في الشكل (9)، الذي يوضح آلية عمل عداد الوميض. ونلاحظ من الشكل السابق أن جملة الوماض C مع أنبوب المضاعف الضوئي F قد وضعت في حافظة B عازلة للضوء تكون عادة من الألمنيوم مع نافذة لدخول الجسيمات الواردة D تكون عادة من مادة البيريليوم.

كما توضع طبقة من أوكسيد المغنزيوم بين الألمنيوم والومّاض لتعمل كمبدد للانعكاس. وتحوِّل دارة مصعد المضاعف الضوئي RC النبض الناتج عن الومّاض إلى المضخم الأولى Preamplifier PA الذي يقدم، اعتماداً على مقاومة مناسبة، نبضةً إلى كبل الاتصال. ويتم تدفق الحوادث كما يلي: يتبادل الجسيم الوارد التأثير مع مادة الومّاض، فينتج من ذلك ضوء مرئي. تُمتص هذه الفوتونات المرئية ضمن المهبط الضوئي Photocathode K ويصدر نتيجة لذلك الكترونات ضوئية. وتركز هذه الالكترونات على الدينود Dynode الأول الذي يضاعفها بإصداره الكترونات ثانوية، وهكذا من أجل كل دينود من بنية المضاعف.

لقد استخدم رذرفورد كبريت التوتياء (ZnS) كومّاضٍ من أجل دراسة تبعثر جسيمات ألفا حيث كان يعد الحوادث الضوئية بالعين المجردة. ويصنع الومّاض حالياً باستخدام بلورات يود الصوديوم NaI بعد إشابتها بمادة منشطة مثل التاليوم (Tℓ) لزيادة فعالية تحويلها. ويوضع عادة رمز المادة المنشطة بين قوسين بعد رمز الومّاض. فمثلاً معنى (Tℓ) NaI أنه لدينا ومّاضاً من يود الصوديوم المشاب بالتاليوم. ويستخدم الومّاض السابق خصوصاً من أجل أشعة جاما. أما الومّاض (ZnS) فيستخدم من أجل الجسيمات الثقيلة (مثل جسيمات ألفا) والبروتونات.

ويصنع الومّاض من مواد عضوية، مثل النفتالين Naphthalene، على شكل بلورات أحادية. وتصنع الومّاضات البلاستيكية من مواد مثل البوليستايرين Polystyrene وهو مادة متعددة الهيدروكربونات. والومّاضات المصنوعة من المادة السابقة (أو من مثيلاتها) قليلة الكلفة وتستخدم بحجوم كبيرة (مكعب طول ضلعه 50 سنتمتراً). وتتميز الومّاضات العضوية والبلاستيكية بأن زمن وميضها قصير جداً.

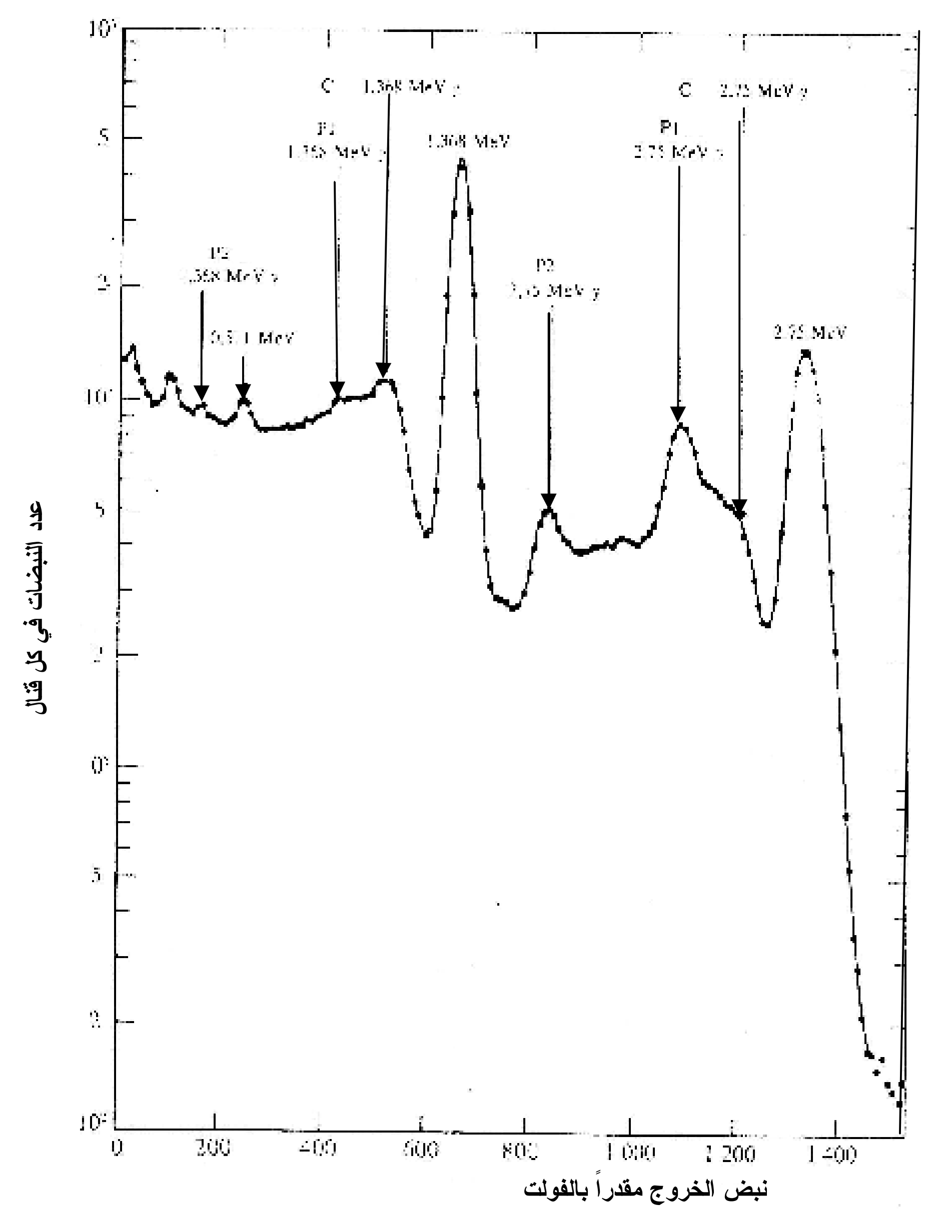




الشكل (9): مبدأ مطياف الوميض. A ـ مصعد، B ـ حافظة عازلة للضوء، C ـ الوماض، D ـ الجسيم الوارد، E ـ آلية توجيه الالكترونات الضوئية، F ـ أنبوب المضاعف الضوئي، G ـ دينودات، H ـ الدينود الأخير، K ـ المهبط الضوئي، PA ـ المضخم الأولي، RC ـ مقاومة مع مكثف.

يمكن للومّاض السائل أن يحفظ في كبسولة ويستخدم بنفس الطريقة التي تستخدم فيها الومّاضات الصلبة، إنما استخدامها الأساسي من أجل الإشعاعات ذات الطاقات المنخفضة والتي لا يمكن أن تدخل بقية الكواشف الأخرى. فتمزج المواد المولدة للإشعاع ضمن الومّاض السائل مباشرة، وبهذه الطريقة لا يكون هناك حاجز أمام الإشعاع قبل وصوله إلى مادة الومّاض.

إن عداد الوميض NaI(Tℓ) يمثل، وكما أشرنا، الكاشف الأساسي لإشعاعات جاما. إن الأشكال الثلاثة للتأثير المتبادل بين أشعة جاما ومادة الوماض تساهم بتوليد الالكترونات ضمن بلورة الكاشف: المفعول الكهرضوئي ومفعول كمبتون وتوليد الأزواج. وهكذا تثار ذرات مادة الوماض وعندما تعود هذه إلى وضع الاستقرار تصدر الضوء المرئي. ولا يكون خرج البلورة متناسباً مع طاقة أشعة جاما الداخلة إلا إذا امتصت البلورة كامل الطاقة لهذه الأشعة. فعند الامتصاص الكامل نحصل في الطيف الناتج على ما يسمى بالذروة الضوئية Photopeak.



الشكل (9): طيف أشعة جاما الصادرة عن العنصر المشع $^{24}_{11}Na$. فقد أشرنا للذرى الضوئية بطاقاتها فقط، بينما استعملنا الرموز التالية بالنسبة للذرى الأخرى: P2 للهروب المضاعف، P1 للهروب البسيط، C لجبهة كمبتون، فمثلاً C2.75 MeV يعني جبهة كمبتون الناجمة عن الذروة التي طاقتها 2.75 MeV، وهكذا بالنسبة لبقية الذرى.

وإذا لم يتم الامتصاص الكامل فيعزى ذلك إلى مفعول كمبتون أو توليد الأزواج. فعند عدم إعادة امتصاص الفوتون المتبعثر، في مفعول كمبتون، فإن الطاقة ΔE الممتصة بوساطة الكاشف (انظر المثال 1 من هذا الفصل) تأخذ قيماً ممتدة بين الصفر وقيمة عظمى ΔE_{max} تظهر في الطيف كضجيج خلفية كما في الشكل (10).

وعند توليد الزوجين فإن حادثة إفناء البوزيترون تولد زوجاً من أشعة جاما طاقة كل منها 511keV(انظر المثال «2» من هذا الفصل). ويمكن للكاشف أن يعيد امتصاص هذين الفوتونين، ولكن احتمال هروب أحدهما أو كلاهما من الكاشف غير مهمل وهذا يعني أن الطاقة الممتصة في الكاشف تساوي E- 511 keV أو E- 1022 keV. وهكذا فإننا نحصل على الذرى التالية: الذروة الضوئية (حالة إعادة امتصاص فوتوني الأفناء) وذروة الهروب البسيط (حالة إعادة امتصاص فوتون إفناء واحد) وذروة الهروب المضاعف. ونبين في الشكل (10) الطيف الصادر عن المنبع المشع $^{24}_{11}Na$حيث نرى في هذا الطيف الذرى الضوئية والذرى الأخرى التي تزيد من تعقيده.

إن حساسية بلورة يود الصوديوم المشابة بالتاليوم NaI(Tℓ)، أي الطاقة الدنيا اللازمة لتوليد زوج الكترون– أيون، تساوي :

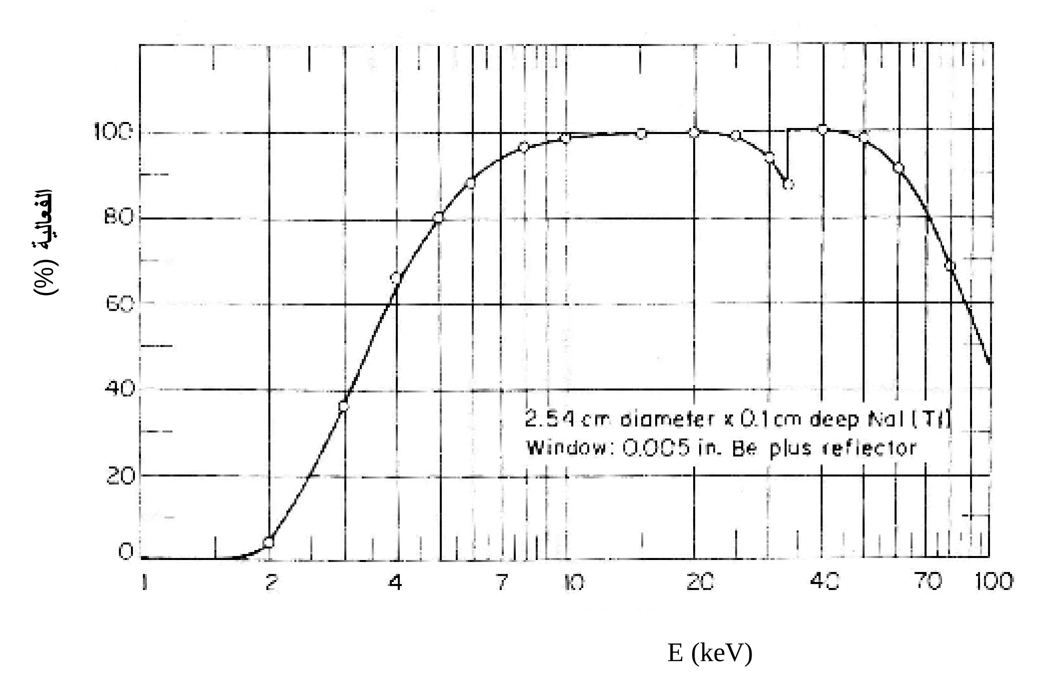
$$\varepsilon \approx 20 \text{ eV}$$

أما بالنسبة لقوة فصل هذا الكاشف ، فتساوي :

$$\Gamma = k\sqrt{E} = 2.46\sqrt{E} \qquad : \text{k} = 2.46(\text{keV})^{\frac{1}{2}} \qquad (12)$$

ويبين الشكل(11) فعالية عداد الوميض NaI(Tℓ). تُمتص أشعة جاما، ذات الطاقات الضعيفة، بوساطة نافذة الدخول (0.127 ملم من البيريليوم بالإضافة إلى 1µm ألمنيوم) وهكذا فإن الفعالية، عند هذه الطاقة ضعيفة.

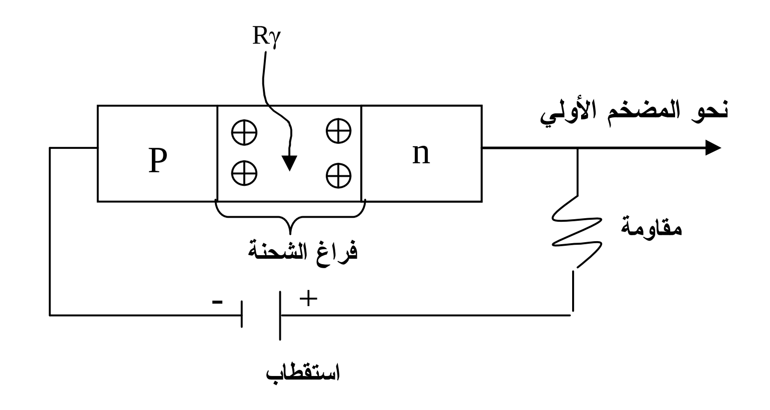
ويصبح الكاشف شفافاً من أجل الطاقات العليا (أكبر من 10^2keV)، ولذا فإن الفعالية تنخفض من أجل هذه الطاقات. ويوضح الشكل السابق بأن أفضل فعالية لكاشف الوميض هي من أجل الأشعة التي طاقاتها بين 6keV و 100keV.



الشكل (11): فعالية كاشف نموذجي من يود الصوديوم. يعزى الانقطاع في الفعالية عند الطاقة 33.2 keV إلى طاقة حد الانقطاع K لعنصر اليود.

3.5.5 ـ كواشف أنصاف النواقل Semiconductors Detectors

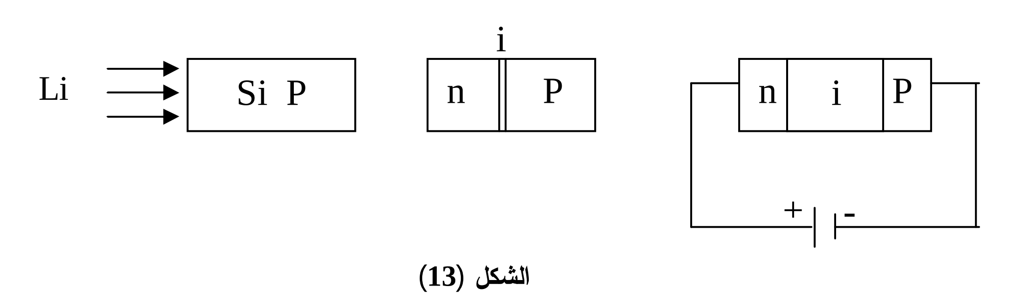
إن الكاشف نصف الناقل عبارة عن ثنائي (n- P أو p – n) مستقطباً استقطاباً عكسياً، كما في الشكل (12).



الشكل (12)

فعندما يُمتص شعاع جاما، مثلاً في المنطقة الحساسة (فراغ الشحنة) من الكاشف، فيتــرك فيها طاقته مولداً أزواج (الكترون ــ أيون) حرة الحركة تحت تأثير الحقل الكهربائي المطبق.

ويُصنع الكاشف عادة بإشابة بلورة من السيلسيوم أو الجرمانيوم بالليثيوم. فمثلاً نشكل على بلورة من السيليسيوم من النوع P طبقة رقيقة من النوع n بوساطة تبعثر قوي لعنصر الليثيوم (Li) خلال دقائق عند درجة قريبة من 500°c فنحصل على ثلاث مناطق كما فـــي الشـــكل (13):



الشكل (13)

منطقة غنية بالليثيوم من النوع n ومنطقة سماكتها ضعيفة من النوع I حيث السويات المستقبلة والتي تعزى للبورون قد عُوِّضَتْ عن طريق السويات المعطية والتي تعزى لعنصر الليثيـــوم، والمنطقة الثالثة السيطرة فيها لذرات البورون فهي من النوع P. وبإجراء الاستقطاب العكسي، في درجة حرارة قريبة من 150°c، نزيد من عرض المنطقة i كما في الشكل (13). ويُبقـــى على الاستقطاب العكسي عدة ساعات حتى نحصل على العرض المطلوب للمنطقة i. وهكـــذا نحصل على الكاشف Si (Li) أو الكاشف Ge (Li).

إن الطاقة الدنيا اللازمة لتوليد زوج الكترون ــ أيون، أي حساسية الكاشف من النوع Si (Li)، تساوي:

$$\varepsilon = 3.8 \text{ eV}$$

في الدرجة 77K، وهي تساوي من أجل النوع Ge (Li):

$$\varepsilon = 2.98 \text{ eV}$$

في الدرجة 77 K.

إن قيمة قوة الفصل الطاقية Energy Resolution للعداد نصف الناقل، وبإهمال مســـاهمة الضجيج الالكتروني، تساوي:

$$\Gamma = 2.35\sqrt{e\,F\,E}$$

حيث F عامل يدعى بعامل فانو Fano Factor. إن قيمة عامل فانو من أجل السيليسيوم والجرمانيوم:

$$F \leq 0.1$$

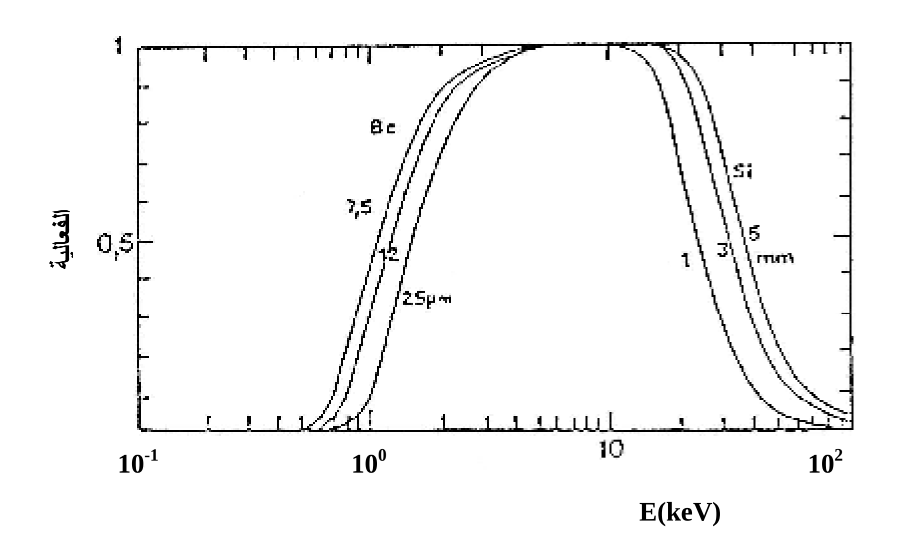
وباعتبار أن F = 0.1 نجد أن قيمة قوة الفصل للسيليسيوم والجرمانيوم، في الدرجة 77K، تساوي على الترتيب:

$$\Gamma = 0.05\sqrt{E}$$

(13)

$$\Gamma = 0.04\sqrt{E}$$

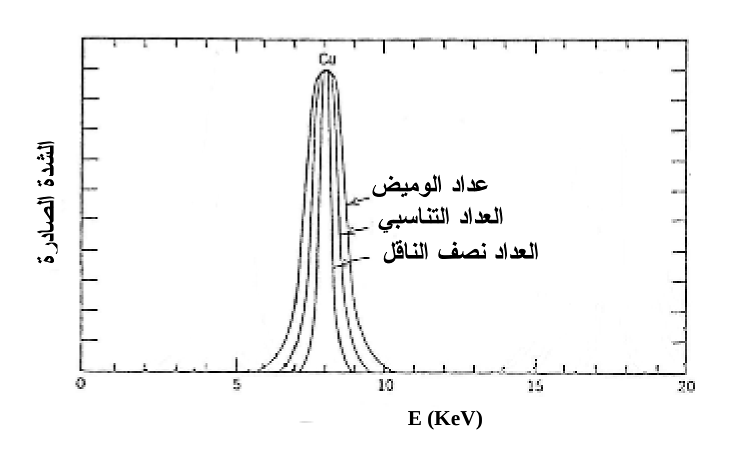
يبين الشكل (14) أن فعالية الكاشف نصف الناقل تزداد مع سماكة المنطقة الذاتية i التي يجب أن تكون أعلى كلما زادت طاقة الفوتونات التي نريد تسجيلها.



الشكل (14): فعالية الكاشف Si (Li) بتابعية سماكة i وتابعية سماكة نافذة الدخول المصنوعة من معدن البيريليوم (Be).

وهذه السماكة هي التي تمثل حد الكشف من أجل الطاقات العالية. بينما تمثل سماكة نافذة الدخول حداً من أجل الطاقات الضعيفة، فكلما زادت هذه السماكة كلما تضاءلت فعالية الكاشف.

توضح العلاقات (11)، (12)، (13) أن أفضل قيمة لقوة الفصل هي من أجل الكاشف نصف الناقل وتأتي بعدها قيمة قوة الفصل للعداد التناسبي، وتؤيد التجربة ما توقعته المعادلات السابقة حيث نبين في الشكل (15) ذلك.



الشكل (15): مقارنة لقوة الفصل من أجل الكواشف الثلاثة:

الوميضي والتناسبي ونصف الناقل

4.5.5 ــ <u>كواشف النيوترونات</u> Neutron Detectors

يمكن تقسيم كواشف النيوترونات تبعاً لنوع التأثير المتبادل بين النيوترونات ومادة الكاشف، والتأثيران الأساسيان هما:

ــ التبعثر المرن مع النوى، خصوصاً التبعثر مع نوى الهيدروجين الذي يعطي بروتونات مرتدة Recoil Protons.

ــ تفاعلات النيوترونات مع النوى والتي تولد نواتج (تدعى بنواتج التفاعل) تتبادل التأثير بدورها مع مادة الكاشف. وتكون نواتج التفاعل جسيمات مشحونة مثل البروتونات أوجسيمات ألفا أو حتى نواتج الانشطار والتي تستخدم عموماً في الكشف بسبب التشريد العالي للجسيمات المشحونة في أثناء عملية التسجيل.

يستخدم النوع الأول من الكواشف (أي كواشف التبعثر المرن للنيوترونات مع النوى) غاز الهيدروجين حيث ينتثر النيوترون مع بروتون ذرة الهيدروجين. وبما أن كتلة نواة ذرة الهيدروجين من مرتبة كتلة النيوترون، فيمكن للنيوترون أن يخسر كامل طاقته ويعطيها

للبروتون (نواة ذرة الهيدروجين، انظر الفقرة 7 من الفصل الثالث). يمكن لغاز الهيدروجين أن يشكل جزءاً من غاز العداد التناسبي، وهكذا فالبروتون المرتد يسبب تأيّن غاز الكاشف مولداً بذلك نبضة خرج. إن البروتونات بطاقة أكبر من بعض مئات كيلو الكترون فولت هي فقط القادرة على توليد نبضات أعلى من الضجيج الالكتروني ولذا تستخدم كواشف البروتونات المرتدة من أجل النيوترونات السريعة فقط.

إن طاقة البروتون المرتد تتحول من الصفر حتى الطاقة الكلية للنيوترون الوارد وذلك تبعاً للزاوية التي ينتثر بها النيوترون عن البروتون. وبالتالي فإن النبض الناتج يمتد على مجال من الطاقة وليس وفق خط طيفي كذاك المتولد عن نبض ناتج عن أشعة جاما مثلاً. لكن باستخدام نظام تجميع مناسب، يمكن للنيوترونات المرتدة وفق زاوية محددة فقط أن تتبادل التأثير مع غاز العداد التناسبي. ويكون في هذه الحالة مطال نبض الخرج متناسباً مع طاقة النيوترون الوارد. إن عدادات التناسب للبروتونات المرتدة من هذا النوع تستخدم كثيراً لتحديد طاقة النيوترونات.

إن الومّاضات البلاستيكية أو العضوية تحتوي على كمية كبيرة من الهيدروجين. يتبادل البروتون المرتد، المولد بوساطة نيوترون متبعثر، التأثير مع مادة عداد الوميض البلاستيكي منتجاً بذلك ضوء خرج حيث يسجل هذا الأخير بوساطة أنبوب المضاعف الضوئي. ويتبع ضوء الخرج لطاقة البروتون والتي تتغيّر من الصفر وحتى طاقة النيوترون الوارد. ولذا فإن عداد الوميض البلاستيكي لا يعطي نبضات بحجم موحد للنيوترونات وحيدة الطاقة. ويظهر سريعاً نبض الخرج بعد التأثير المتبادل للنيوترون مع مادة الوماض، فزمن صعود النبض Pulse rise time من مرتبة 10^{-9} ثانية، ولذا فإن هذا النوع من العدادات تستخدم لمعرفة زمن وصول النيوترونات بدقة.

ويستخدم النوع الثاني من كواشف النيوترونات تفاعلات نووية متعددة. وسنشير فقط إلى بعض الأمثلة المستخدمة كثيراً. والنموذج الكلاسيكي الأكثر شيوعاً هو التفاعل التالي:

$$^{10}_{5}B(n.a)\ ^{7}_{3}Li$$

إن طاقة التفاعل (انظر الفقرة 5 من الفصل الأول)، من أجل العملية السابقة تساوي:

$$Q = 2.79\ \mathrm{MeV}$$

وكذلك فإن قيمة المقطع العرضي للتفاعل السابق كبيرة جداً من أجل النيوترونات الحرارية. إن الاستخدام الشائع لهذا التفاعل يتم بملء اسطوانة عداد غازي بالغاز BF_3 ومن ثم يُغنى

الغاز السابق بالنظير $^{10}_{5}B$. فيتفاعل النيوترون مع النظير السابق معطياً جسيمات ألفـــا التـــي تسجل بوساطة العداد عن طريق التأيّن الذي تحدثه في غاز العداد. ويستخدم العداد السابق من أجل النيوترونات الحرارية فقط لأن المقطع العرضي للتفاعل النووي السابق صغير جداً مـــن أجل نيوترونات عالية الطاقة. ويمكن أن يستخدم العداد BF_3 من أجل النيوترونات الســـريعة بإحاطة اسطوانة العداد بمواد غنية بالهيدروجين الذي يسبب إبطاء النيوترونات إلـــى درجـــة النيوترونات الحرارية وهكذا يمكن لهذه النيوترونات أن تتفاعل مع النظير $^{10}_{5}B$.

ويستخدم التفاعل $^{3}_{2}He(n\,,\mathrm{p})^{3}_{1}H$ كثيراً لتسجيل النيوترونات السريعة حيـــث يضـــاف الغاز $^{3}_{2}He$ إلى غاز العداد التناسبي.

وتستخدم أيضاً التفاعلات الانشطارية التي تتم بين النيوترونات والنـــوى الثقيليـــة. فمـــثلاً المقطع العرضي الانشطاري للعنصر $^{235}_{92}U$ من أجل النيوترونات الحرارية كبير جداً، بينمـــا يملك العنصر $^{238}_{92}U$ مقطعاً عرضياً كبيراً فقط من أجل النيوترونـــات التـــي طاقتهـــا حـــول 1MeV. تتحرر في حادثة انشطار نموذجي طاقة قيمتها حـــوالي 200MeV. وتشـــكل هـــذه الطاقة أساساً الطاقة الحركية لأجزاء الانشطار، حيث يكون لدينا نموذجياً نواتان عدد الكتلـــة لكل منهما أكبر من 100. وتمثل نواتج الانشطار السابقة جسيمات مشـــحونة قـــدرتها علـــى التأيين عالية. فتوضع، عملياً، طبقة رقيقة من مادة انشطارية مثل اليورانيوم المذكور أعـــلاه ضمن غاز لعداد تناسبي أو ضمن عداد نصف ناقل. وتولد أجزاء الانشطار المرتـــدة، بعـــد التفاعل بين النيوترونات والطبقة الانشطارية، أيوناتٍ في غاز الكاشف. ثم تحول هذه الأخيرة إلى نبضات خرج على مخرج العداد.

وهناك طريقة لقياس التدفق النيوتروني وهي طريقة التنشيط Activation Method، حيث تولد العديدُ من تفاعلات النيوترونات مع المادة نوى متبقية نشـــيطة. وتســـجل هـــذه النـــوى النشيطة بملاحظة الإشعاع الصادر عند تفككها. ويتناسب عدد نواتج الإشعاع المولدة مباشـــرة مع عدد النيوترونات الواردة على الهدف. ويتعلق المقطع العرضي لتوليد النوى المشعة بطاقة النيوترونات الواردة. فمثلاً يملك التفاعل:

$$^{115}_{49}In\ (n,g)\ ^{116}_{49}In$$

مقطعاً عرضياً عالياً وبشكل خاص من أجل النيوترونات التي طاقتها بين 1 و2eV بينمـــا يملك التفاعل:

$$^{32}_{16}S\,(n\,,P)\,^{32}_{15}P$$

مقطعاً عرضياً مفيداً من أجل النيوترونات التي طاقتها حول 1MeV. ونشير هنا إلــى أن طريقة التنشيط بالنيوترونات تستخدم لتقفي آثار العناصر في عينة بملاحظة النشاط الإشعاعي (قياس الشدة الإشعاعية بوساطة كاشف) الناجم عن تشعيع هذه العينة بالنيوترونات. وتســمى هذه التقنية بالتحليل العنصري المشع بوساطة النيوترونات. وهناك فرق أساسي بــين طريقــة التنشيط، ونماذج كواشف النيوترونات التي أشرنا إليهــا ســابقاً. فبينمــا تعطــي كواشــف النيوترونات معدل وصول النيوترونات إلى الكاشف فإن طريقة التنشيط تعطــي فقــط العــدد الكلي لهذه النيوترونات.

5. 6ــ بعض أنواع الكواشف الأخرى Some Other types of detectors

سنستعرض في هذه الفقرة بعض أنواع الكواشف التي تستخدم في حالات خاصــة وفــي تطبيقات خاصة. نذكر منها:

1.6.5ــ الألواح التصويرية The Photographic Plate

إن أول من استخدام الألواح (أو الأفلام) التصويرية لتسجيل الإشعاع النووي هو العــالم بيكرل، لا بل يمكن القول إن هذه الألواح شكلت السبب الأساسي في كشف النشاط الإشعاعي. ومن ثم تطورت هذه الطريقة في تسجيل الإشعاع إلى صناعة أفلام ذات طبقة ســميكة مــن مستحلب ذي حبيبات ناعمة. وتتأثر هذه الأفلام لدى تعرضها للإشعاع النووي، وبمعالجة هذه الأفلام (عن طريق التحميض)، فإنه يمكن إظهار الأثر الذي تتركه الجسيمات عليها. وتستخدم هذه التقنية لتحقيق أحد الهدفين:

ــ لدراسة مسارات الجسيمات حيث يمكننا أن نستخلص منها طاقاتها أو يمكننا تمييز هذه الجسيمات؛

ــ أو لصنع مقاييس الجرعة يحملُها الأشخاصُ المعرضون للإشــعاعات النوويــة حيــث تستخدم هذه المقاييس خصوصاً في المنشآت النووية ومنها منشآت الطب النووي.

ونشير إلى أنه إذا أردنا استخدام الأفلام السابقة لكشف النيوترونات يجب إغناء المستحلب المستخدم لصنعها بعنصر البورن $^{10}_{5}B$.

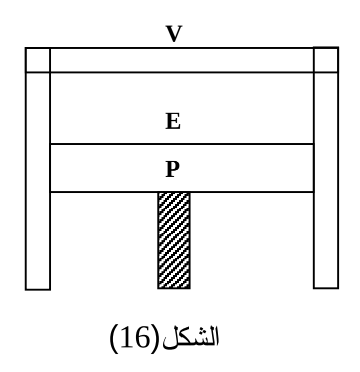
2.6.5 ــ عداد تشيرنكوف Cherenkov Counter

يستخدم مفعول تشيرنكوف (انظر المثال 3 من هذا الفصل) لتسجيل الجسيمات النســبية: الأشعة الكونية، الجسيمات المشحونة الخارجة من المسرعات. فعند ما تعبر هذه الجســيمات

وسطاً شفافاً (مثل الزجاج) فإنه يصدر عن مرورها ضوء مرئي. وتضـــاعف الالكترونـــات الثانوية الناتجة عن نقل هذه الفوتونات إلى أنبوب المضاعف الضوئي فنحصل بـــذلك علـــى نبضة كهربائية كما هو الحال في عداد الوميض. وهكذا نلاحظ أن عداد تشيرنكوف هو عداد وميض ذو بلورة قرينة انكسارها أكبر من الواحد.

3.6.5ـ حجيرة ويلسون الضبابية Wilson Cloud chamber

إذا كان لدينا وعاء يحوي بخاراً غازياً مشبعاً، وأُخضع إلى عملية تمدد كظوم Adiabatic expansion من الحجم V_1 إلى الحجم V_2، بوساطة مكبس كما في الشكل (16)، فإن درجـــة الحرارة تنخفض من T_1 إلى T_2. يوضع البخار في الحجيرة (E) في حالـــة فـــوق الإشـــباع. وبتمديد سريع بوساطة تحريك المكبس (P) نحو الأسفل نستدل على حركة الجسيمات الداخلة إلى الحجرة بتكاثف البخار على طول المسار الذي يسلكه الجسيم بسبب الشوارد التي ولـــدها في أثناء مروره.



الشكل(16)

ويبدو مسار الجسيم مثل الخط الأبيض الذي تتركه الطائرات النفاثة في الجـــو الرطـــب، ومن الممكن مشاهدة المسارات وتصويرها من خلال اللوح الزجاجي العلوي (V). فإذا كانت الحجيرة موضوعة ضمن حقل مغناطيسي فإن المسارات ستنحني مما يسمح بمعرفـــة شـــحنة وكتلة وسرعة الجسيم وذلك من جراء دراسة نصف قطر الانحناء.

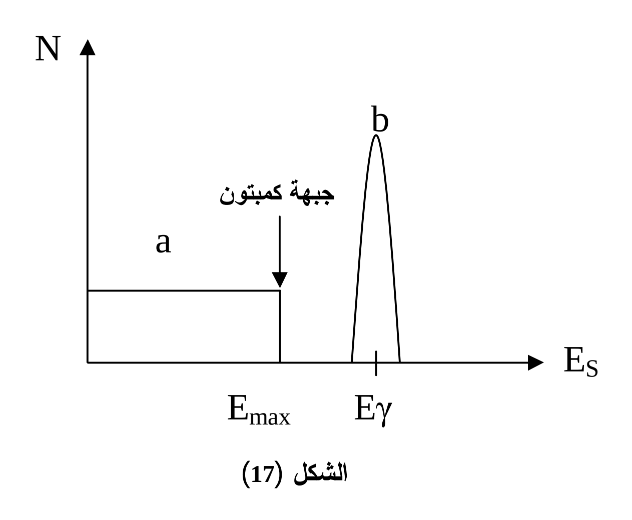
مثال (1):

لتكن E_γ طاقة فوتونات جاما الصادرة عن مصدر مشع وبفرض أن الطاقة الســـابقة تقـــع ضمن المجال [50, 1000 keV] وأننا نسجل الطيف الصادر عن المصدر الســـابق بوســـاطة عداد الوميض، والمطلوب: ارسم مخطط الطيف الناتج.

الحل:

من أجل مجال الطاقة [50, 1000 keV] يوجد نوعان مسيطران من التأثير المتبادل بين أشعة جاما ومادة الوماض، هما:

1ـ المفعول الكهرضوئي والذي بوساطته يتم نقل كامل الطاقة E_γ لالكترون من إحدى ذرات بلورة الوماض، أي أن الطاقة الممتصة E_S تساوي E_γ طاقة فوتونات جاما. وبالتالي فإن فوتونات جاما يتم تسجيلها في الذروة الضوئية b كما هو مبين في الشكل (17).



الشكل (17)

2ـ مفعول كمبتون الذي يحدث بين فوتون جاما والكترون من إحدى ذرات بلورة الوماض. وكما رأينا في الفصل الثالث فإن جزءاً من طاقة الفوتون يتحول لطاقة حركة يحملها الالكترون. أما الفوتون المتبعثر فإن احتمال هروبه من بلورة الوماض غير مهمل ويمكن أن ينفذ منها.

وفي هذه الحالة فإن الطاقة الممتصة من قبل بلورة الوماض تتراوح قيمتها بين 0keV وقيمة عظمى $E_{max} = 2\alpha\ E_\gamma\ /\ (1 + 2\alpha)$. أي أن الطيف الناتج a عن الطاقة الممتصة السابقة تمثل توزيع كمبتون، كما هو مبين في الشكل (17).

<u>مثال (2):</u>

بفرض أن لدينا مصدراً مشعاً يعطي فوتونات جاما بطاقة E_γ أكبر من 1.02 MeV وأردنا أن نسجل طيف هذه الفوتونات بوساطة عداد الوميض، اشرح ما الذي يحدث لهذه الفوتونات ضمن بلورة الوماض.

الحل:

1ــ يمكن أن تمتص هذه الفوتونات امتصاصاً كاملاً بوساطة المفعول الكهرضوئي وينتج عنها بالتالي في الطيف ما يسمى بالذروة الضوئية.

2ــ يمكن للفوتونات أعلاه أن تمر في مجال نوى إحدى ذرات الومـــاض ويتولـــد عنهـــا زوج: الكترون ــ بوزيترون.

إن البوزيترون من مضادات المادة فهو ينفني بالتأثير المتبادل بينه وبين أحد الكترونـــات بلورة الوماض وينتج عن ذلك فوتونان جاماويان طاقة كلٍّ منها:

$$h\nu = m_0 c^2 = 0.511 \text{ MeV}$$

وتسمى الفوتونات السابقة بفوتونات الإفناء.

إن إصدار فوتون واحد عن عملية الإفناء يسبب عدم انخفاظ كمية الحركـــة إلا إذا كـــان الالكترون مرتبطاً بالذرة حيث يتم إصدار فوتون واحد وتتلقى الذرة كمية الحركة الضـــرورية للحفاظ على كمية الحركة.

يمكن للكاشف أن يعيد امتصاص فوتوني الإفناء، ولكن احتمال هروب أحدهما أو كلاهمـــا من الكاشف غير مهمل ويعني هذا أن الطاقة الممتصة في الكاشـــف تســـاوي E_γ-511keV أو E_γ – 1022 keV.

مثال (3):

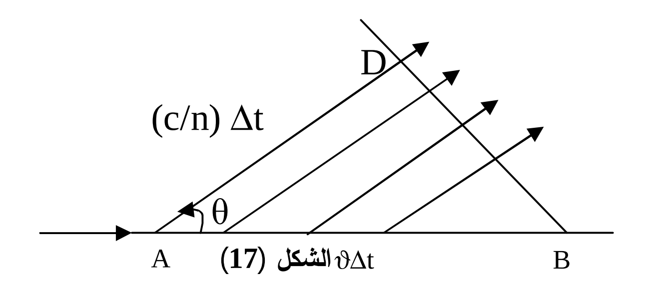
بفرض أن لدينا وسطاً مادياً عازلاً سرعة الضوء فيه J_1 وأن جسيماً مشحوناً يعبر الوسط السابق بسرعة J أكبر من J_1 ، والمطلوب:

1ــ ما الإشعاع الذي ينطلق في الوسط نتيجة مرور الجسيم المشحون؟

2ــ أوجد العلاقة التي تحدد الحد الأدنى لقيمة β والتي يصدر عندها الإشعاع أعلاه مـــن الوسط حيث $b = J / c$.

الحل: 1ــ إن الجسيم المشحون يُحدث استقطاباً للوسط على طول مســـاره ويقـــدم طاقـــة محددة لكل ذرة تحررها عندما تعود إلى حالتها الطبيعية على شكل أشعة ضوئية ترددها فـــي حدود تردد الضوء المرئي تسمى إشعاع تشيرنكوف Cerenkove Rays

2ــ من الفرض فإن: $J > J_1$ وبالتالي ينبعث الإشعاع وتتشكل جبهة أمواج متحدة كمـــا في الشكل (17).



الشكل (17)

فخلال فترة زمنية Δt ينتقل الجسيم مسافة مقدارها:

$$AB = J\,\Delta t = \frac{J}{c} c\,\Delta t = b\,c\,\Delta t$$

وخلال هذه الفترة ينتقل الشعاع الصادر عن المادة مسافة قدرها:

$$AD = J_1\,\Delta t$$

لكن سرعة الضوء في وسط ما تساوي $J_1 = c/n$ حيث n قرينة انكسار الضوء في هذا الوسط. وبالتالي فإن:

$$AD = \frac{c}{n}\Delta t$$

أي أن إشعاع تشيرنكوف ينطلق ضمن مخروط نصف زاويته الرأسية تعطى بالعلاقة:

$$\cos q = \frac{AD}{AB} = \frac{1}{b\,n}$$

وتحدد هذه العلاقة الحد الأدنى لقيمة β التي يصدر عندها إشعاع تشيرنكوف، حيث نجد أنه بالنسبة لمادة ما قرينة انكسارها n يجب ألا تقل قيمة β عن:

$$\beta_{min} = 1/n$$

لأنه إذا كان β < 1/n فإن $\frac{J}{c} < 1/n$ ومنها $J < J_1$ وهذا مخالف لنص المثال.

مسائل الفصل الخامس

1ـــ تولد أشعة جاما طاقتها 2MeV، عند مرورها في حقل نواة، زوجاً من الكتـــرون ـــ بوزيترون حيث يسير كل فرد من الزوج السابق باتجاه معاكس للآخر وبسرعتين متساويتين. فإذا دخل الالكترون إلى كاشف مملوء بغاز الهيليوم وفقد كلّ طاقته الحركية في تأيين الغـــاز، فاحسب عدد أزواج الأيونات الناتجة علماً بأن متوسط طاقة التأين لكل زوج من غاز الهيليوم هو 42.6eV وإذا كانت سعة الكاشف $c = 10PF$ فاحسب ارتفاع نبضة الخرج الناتجـــة مـــن الكاشف.

توجيه للحل: بعد حساب n عدد الأزواج احسب الشحنة $Q = ne$ ثم بعـــد ذلـــك احســـب ارتفاع نبضة الجهد من العلاقة $V = Q/c$.

2ـــ احسب عدد أزواج الأيونات الناتجة عن مرور بروتون طاقته 10MeV فـــي عـــداد تناسبي وذلك إذا كان كل من حجم العداد وضغطه كبيران لدرجة تكفي لامتصاص كامل طاقة البروتون. واحسب الشحنة المتدفقة في حجرة العداد إذا كان عامل التضخيم للغاز المســـتخدم يساوي 10^3، ثم احسب ارتفاع نبضة الجهد إذا كانت مدة مرور التيار تساوي $10^{-3}s$ وكانـــت مقاومة العداد تساوي $10^4\Omega$ والطاقة اللازمة لتوليد زوج من الأيونات 35eV.

الفصل السادس

دراسة بعض تطبيقات الفيزياء النووية

1.6ـ مقدمة:

تمتد تطبيقات الفيزياء النووية إلى مجالات واسعة. فمثلاً تستخدم المواد المشعة في التشخيص والعلاج الطبي. ولا تزال التجارب العلمية والطبية تجرى تباعاً لاستخدام آلات تصوير وتشخيص طبية باستخدام النيوترونات والبوزيترونات إضافة إلى آلات التشخيص باستخدام الرنين المغناطيسي النووي Nuclear Magnetic Resonance. كما ويستخدم النشاط الطبيعي للتأريخ وقياس الأعمار وذلك عن طريق استخدام تقنية قياس أعمار النصف إضافة إلى كلّ ذلك فإن النظائر المشعة تستخدم في المجالات الصناعية المختلفة.

استطاع العلماء، في العقود القليلة الأخيرة، إنتاج عدة مئات من النيوكليدات المشعة صناعياً. كما وظفوا الطاقة النووية لأغراض متنوعة ابتداء من الطب حتى الأسلحة النووية ومن إنتاج الطاقة حتى كشف الحرائق، ومن إنارة الساعات حتى التنقيب عن المعادن.

إن الراديوم يستخدم لإضاءة الساعات، وتستخدم كذلك النيوكليدات المشعة في إضاءة إشارات منافذ الخروج (في الشوارع والمشافي والمباني) والبوصلات ومواقع الأسلحة وأقراص الهاتف. وتستخدم جسيمات ألفا الصادرة عن الأمريسيوم 241 للكشف عن الدخان. ويستخدم الثوريوم في بعض العدسات الضوئية الرقيقة اللاصقة للعين. أما اليورانيوم فقد شاع استعماله في الأسنان الاصطناعية ليجعلها لامعة.

2.6ـ قياس أعمار النصف:

هناك عدة طرق لتعيين عمر النصف لمادة مشعة، حيث تتراوح أعمار النصف للمواد المشعة بين أجزاء من الثانية و10^{10} سنة أو أكثر. ويتضح من هذا المدى الشاسع أنه يجب أن تكون هناك طرق عدة لقياس الفترات الزمنية لأعمار النصف.

1.2.6 - عمر النصف الطويل جداً:

يمكن حساب النشاط الإشعاعي A إذا عرفنا كتلة المادة المشعة m. فقد بينا سابقاً أن الكتلة m من المادة المشعة والتي يتفكك منها N ذرة تعطى بالعلاقة:

$$m = N\frac{M}{N_a}$$

حيث M كتلة الذرة و N_a عدد أفوجادور. ومن العلاقة السابقة نكتب:

$$m = l\ N \frac{M}{N_a\ l} = \frac{AM}{N_a\ l}$$

ومنه:

$$\frac{1}{l} = \frac{mN_a}{AM}$$

وحيث إن λ ثابت التفكك يُعطى بدلالة عمر النصف T بالعلاقة:

$$\lambda\ T = 0.693$$

فإن:

$$T = \frac{0.693\, m\, N_a}{AM}$$

فإذا توفر لدينا كاشف عن الإشعاع (انظر الفصل الخامس) مناسب يقيس لنا النشاط $A = \left|\frac{dN}{dt}\right|$ فإنه يمكننا حساب عمر النصف الطويل والذي يصل إلى 10^{10} سنة أو أكثر.

2.2.6 ـــ عمر النصف القصير:

عندما يتراوح عمر النصف للمادة المشعة بين دقائق وساعات أو أيام أو شهور فإنه من المناسب هنا اتباع طريقة بسيطة تتلخص في وضع المادة المشعة أمام كاشف إشعاع مناسب يقيس النشاط A للمادة. وحيث بينا، في الفصل الثاني، أن A تعطى بالعلاقة التالية:

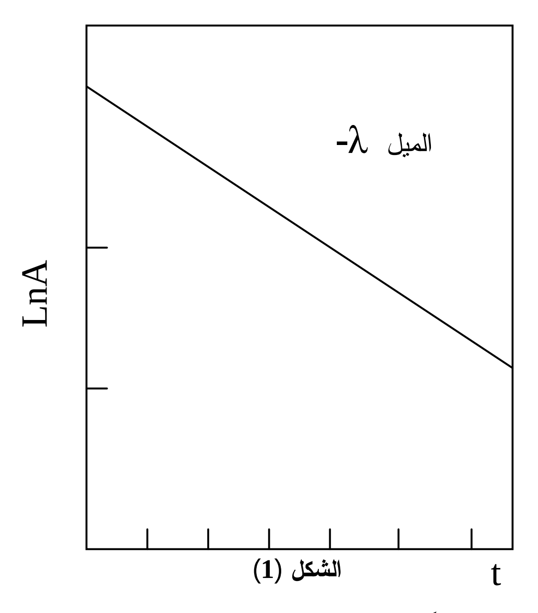
$$A = A_0\ e^{-\lambda t}$$

فإننا إذا رسمنا A بدلالة الزمن t سوف نحصل على منحني أسي متناقص يمكن أن نحدد منه عمر نصف المادة المشعة والذي يمثل الفترة الزمنية المساوية للفرق بين الزمنين t_1 , وt_2 الموافقين للنشاطين A_1 و $A_2 = A_1/2$ على الترتيب:

وبأخذ اللغاريتم الطبيعي لطرفي العلاقة السابقة نجد:

$$\text{Ln}\ A = -\ \lambda\ t + \text{Ln}\ A_0$$

فإذا رسمنا LnA بدلالة t نحصل على خط مستقيم، كما في الشكل (1)، ميله سالب ويساوي λ– حيث منه نحصل على عمر النصف.



الشكل (1)

3.2.6 - عمر النصف القصير جداً:

عندما تتفكك النوى فإنها غالباً تصدر جسيمات α, β, γ. وغالباً ما تكون النواة الوليدة في حالة إثارة أو في مستويات إثارة. وتظل النواة السابقة في مستويات الإثارة فترة من الزمن ثم تتفكك إلى مستويات أدنى أو إلى مستوى الاستقرار وذلك بإصدارها فوتونات جاما.

وما يهمنا هنا هو الفترة اللازمة لمستوى إثارة كي ينتقل إلى مستوى آخر حيث عندما يتم ذلك ينطلق إشعاع جاما يمكن تسجيله بوساطة كاشف إشعاع. وبالتالي يمكن أن نلاحظ نشاطاً إشعاعياً للمادة ونتمكن بذلك من قياس عمر النصف للمستوي الإشعاعي المدروس.

وتتراوح أعمار النصف لهذه المستويات بين 10^{-6} إلى 10^{-20} ثانية وهذا هو المدى الـــذي يمكن أن نتناوله في هذا الكتاب.

وتستخدم لقياس عمر النصف في هذا المدى تقنيتان رئيستان هما:

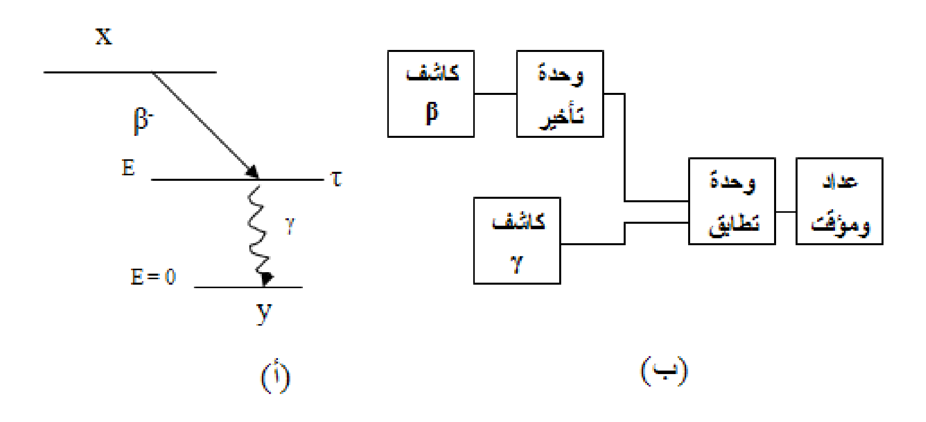
تقنية التطابق الزمني وتقنية مبدأ الأرتياب. فالتقنية الأولى تصلح لقياس أعمار نصف تتراوح بين نانو وبيكو ثانية أما التقنية الأخرى فتستخدم لقياس أعمار تقع في حدود 10^{-20} ثانية.

4.2.6ــ التطابق الزمني المتأخر Delayed Coincidence

لنفرض ان العنصر x قد تفكك بإصدار جسيمات β فتحول إلى العنصر y لمستوى إثـــارة طاقته E أعلى من طاقة مستوى الاستقرار كما في الشكل (2). فبعد إصدار جسيمات β ينتج المستوى E الذي يهبط فجأة، بعد إصدار أشعة γ، إلى مســـتوى الاســـتقرار $E = 0$. ويمثـــل

إصدار γ نهاية عمر المستوي السابق، حيث الفترة الزمنية τ الفاصلة بين إنتاج المستوي E ونهايته تمثل عمر هذا المستوى.

فإذا كان لدينا كاشف يقيس أشعة β وآخر يقيس اشعة γ فإن كلاً منهما يولد نبضة عندما يصله هذا الإشعاع وبما أن إشعاع جاما يتولد بعد إشعاع بيتا فإن دارة تأخير (أو وحدة تأخير) توضع كي تتأخر نبضة كاشف β حتى تصل نبضة الكاشف γ (أي لينطلق إشعاع γ). فإذا ما وصلت النبضتان إلى وحدة تطابق زمني فإننا نحصل على نبضة خرج. إن منظومة التطابق الزمني المتأخر لقياس عمر النصف مبينة في الشكل (2، ب).

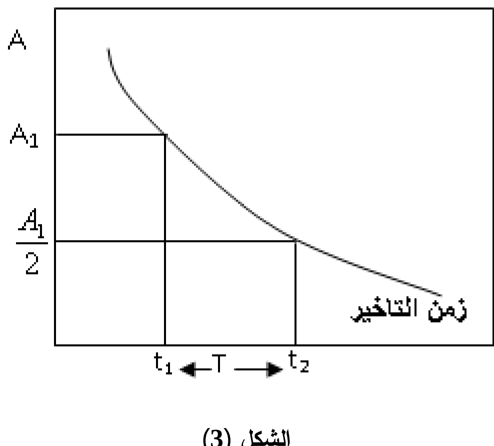


الشكل (2): التطابق الزمني المتأخر.

أ ــ تفكك العنصر x إلى العنصر y. ب ــ منظومة التطابق الزمني المتأخر لقياس عمر النصف.

إذا رسمنا معدل العد A بدلالة زمن التأخير كما هو مبين في الشكل (3)، حيث t_1 و t_2 هما الزمنان الموافقان للمعدلين A_1 و $A_1/2$ على الترتيب، فإن عمر النصف للمستوى E المبين في الشكل (2، أ) يساوي $T = t_2 - t_1$.

كما ويمكن لعنصر معين أن يُصدر جسيمات α متحولاً إلى عنصر آخر يصدر أشعة γ بعد ذلك. وبالمثل فإنه يمكن استخدام التطابق الزمني المتأخر بين جسيمات α وأشعة γ لقياس عمر النصف للمستوى المعني.



الشكل (3)

5.2.6 - مبدأ الارتياب:

إذا كان لدينا مستوى إثارة طاقته E ومتوسط عمره τ فإنه وحسب مبدأ الارتياب نكتب:

$$\Delta E.t \approx \hbar$$

حيث ΔE يمثل الارتياب في قياس الطاقة.

تبين المعادلة السابقة أن ΔE تساوي صفراً عندما تأخذ τ قيمة كبيرة (أي تمتد إلى ما لا نهاية)، أي أن قيمة الطاقة في هذه الحالة تساوي قيمة محددة لا ارتياب فيها. لكن عند قياس الطاقة فإننا نجد أن هناك عرضاً Width معيناً لخط الطاقة كما يسجله كاشف إشعاع معين. فإذا تمَّ انتقال بين مستوى إثارة معين طاقته E ومستوى الاستقرار (E= 0) فإن عدم التعيين في قيمة الطاقة يعود إلى الارتياب الناتج عن قياس طاقة هذا المستوى. أي أن الطاقة المقاسة لا يمكن معرفتها بدقة أحسن من:

$$\Delta E \approx \hbar / t$$

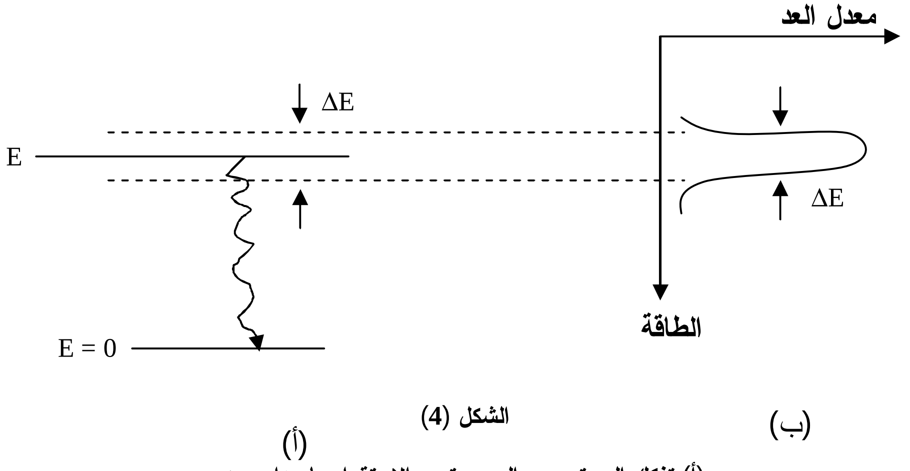
يبين الشكل (4) إصدار أشعة γ وقياس الارتياب في طاقتها والذي يمثل عرض المستوى ΔE. يُرمز للعرض السابق بـ Γ ونكتب:

$$\Gamma.t \approx \hbar$$

ومنها:

$$t \approx \hbar / \Gamma$$

فإذا تم قياس Γ بالـ keV فإن ħ يجب أن يعطى بـ keV وبالتعويض عن قيمة ħ بالعلاقة السابقة نجد:



الشكل (4)

(أ) تفكك المستوى E إلى مستوى الاستقرار بإصدار γ ؛

(ب) طيف طاقة أشعة γ كما يسجله كاشف مناسب.

$$t = \frac{6.59 \times 10^{-19}}{\Gamma}$$

وتبين العلاقة السابقة أنه إذا كانت Γ في حدود عدة قيم من وحدات الــ keV فإن τ تقدر بحوالي 10^{-20} ثانية. وهذه فترة زمنية صغيرة جداً لا يمكن لأي جهاز في الوقت الحاضر أن يقيسها، لكننا نستطيع حساب τ بتعيين Γ التي يمكن للأجهزة الحديثة أن تقيسها بسهولة.

وبمعرفة متوسط العمر τ يمكن حساب عمر النصف T اعتماداً على العلاقة التي تربط بينهما (انظر الفصل الثاني).

ويمكن تجريبياً الحصول على تابع توزيع الطاقة P(E) لمستوى إثارة معين، والذي يُعرف بالتوزيع الطبيعي لطاقة مستوى الإثارة وذلك عن طريق قياس طاقة هذا المستوى عدداً كبيراً من المرات ومن ثم التحقق من صحة التوزيع المبين في الشكل (4).

بالإضافة إلى العرض الطبيعي في طاقة مستويات الإثارة يوجد عرض إضافي للطاقة بسبب تأثيرات أخرى مثل تأثير دوبلر Doppler Effect وتأثير الإرتداد Recoil Effect. فمن المعلوم أن الانتقالات بين المستويات النووية تكون في حدود الــ MeV. ويكون العرض الطبيعي للمستويات النووية في حدود الــ 10^{-6}eV. أما بالنسبة للعرض الناشيء عن ارتداد النواة فسيكون في حدود إعداد قليلة من eV للنوى الخفيفة أو أجزاء من الألف من eV للنوى

الثقيلة، وفي الحالتين كلتيهما سيكون العرض الناشيء عن ارتداد النـــواة أكبـــر بكثيـــر مـــن العرض الطبيعي. وبما أن قيمة العرض الارتدادي أكبر بكثير من العـــرض الطبيعـــي فـــإن الارتداد سيؤثر على طاقة الفوتون المنبعث ولن يكون بإمكان الفوتون السابق أن يُمتص مـــن جديد ويحرِّض النواة نظراً لفقد الطاقة بسبب الارتداد. لكن في بعض الحالات الخاصة مثـــل نوى البلورات يكون تأثير الارتداد مساوياً للصفر تقريباً عنـــد درجـــات حـــرارة منخفضـــة. ويرجع ذلك إلى ارتباط الذرات بالبلورة. وبذلك يكون عرض الخط الطيفي في هذه الحالة هو العرض الطبيعي ويمكن أن يُمتص الفوتون من جديد. وهذا التأثير يُســـمى تـــأثير موســـباور Mossbauer Effect حيث يكون مفيداً في التجارب التي تحتاج إلى دقة كبيرة في الطاقة.

مثال(1):

يتولد الكربون 14 المشع في جو الأرض نتيجة لتفاعل الأشعة الكونيـــة مـــع الآزوت 14 الطبيعي، ثم يُمتص الكربون 14 مع الكربون 12 الطبيعي غير المشع بوساطة الكائنات الحية مما ينتج عنه نشاط إشعاعي قدره 0.16d/g.s. وعند موت هذه الكائنات يتوقـــف امتصـــاص الكربون بينما يستمر تفكك الكربون المشع بعمر نصف قدره 5730 سنة.

إذا فحصت عينة من حفرية فوجد أن نشاطها يبلغ 0.13d/g.s فأوجد عمـــر هـــذه العينـــة (وهذا ما يُعرف: التأريخ بالكربون).

الحل:

لدينا: $A = A_0\, e^{-l\, t} \;=\; A_0\; e^{-\frac{Ln2}{T}t}$

حيث:

$$A_0 = 0.16\ \ d/\,g.s \qquad , \quad A = 0.13\ d/\,g.s$$

وبالتعويض نجد :

$$Ln\frac{0.16}{0.13} = \frac{Ln2}{T}t = \frac{Ln2}{5730}t$$

ومنها:

$$t = 1720 \text{ years}$$

مثال (2):

بفرض أن فوتوناً hυ يصدر عن نواة كتلتها M والمطلوب:

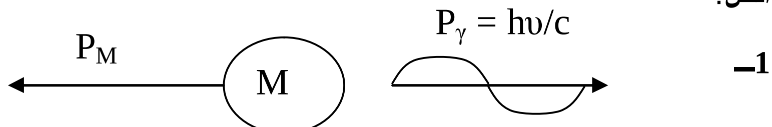
1ــ برهن أن طاقة حركة ارتداد النواة تعطى بالعلاقة:

$$K_r = \frac{(hn)^2}{2Mc^2}$$

2ــ علماً أن نظير الإريديوم $^{191}_{77}Ir$ يصدر فوتوناً طاقتــه 0.129 MeV فاحســب طاقــة حركة ارتداد نواة ذرة إريديوم واحدة. ثم احسب الطاقة السابقة لنواة إريديوم 191 في بلــورة تحوي 10^{10} ذرة من النظير السابق. قارن مع العرض الطبيعي للنظير السابق والذي يســاوي $\Gamma = 4.7 \times 10^{-6}$eV.

الحل:

1ــ



اعتماداً على الشكل السابق وعلى قانون حفظ كمية الحركة نكتب:

$$P_M = P_\gamma$$

وبما أن طاقة حركة ارتداد النواة تعطى بالعلاقة:

$$K_r = \frac{P_M^2}{2M}$$

فإن:

$$K_r = \frac{P_g^2}{2M} = \frac{(hn)^2}{2M\,c^2}$$

2ــ

أ ــ طاقة حركة ارتداد نواة الإريديوم 191:

$$K_r = \frac{(0.129)^2}{2\times191\times931} = 4.7\times10^{-8}\ MeV = 4.7\times10^{-2}\ eV$$

ب ــ طاقة حركة ارتداد النواة أعلاه في البلورة:

$$K_r\,(10^{10}) = \frac{(0.192)^2}{2\times10^{10}\times191\times931} = 4.7\times10^{-18}\ MeV = 4.7\times10^{-12}\ eV$$

وبالمقارنة مع Γ نجد أن:

K_r أكبر بكثير من Γ بينما (10^{10}) K_r أصغر منها بكثير.

مثال (3):

أ ــ إذا كان متوسط العمر لبعض الانتقالات الذرية في حدود 10ns فما أقل ارتياب في كل من الطاقة والتواتر (التردد) للفوتون المنبعث من هذه الانتقالات؟ وإذا كان $\lambda = 589$ nm هو الطول الموجي لأحد هذه الانتقالات فما النسبة بين العرض الطبيعي لتوزيع التردد لهذا الخط وتردد الفوتون؟

ب ــ إذا كان للميون عمر طبيعي قدره 2.2 μs فما أقل ارتياب في طاقة الميون؟

ج ــ إذا كان للجسيم Z^0 عرض طبيعي $\Gamma = 2.5$ G eV فما العمر الطبيعي لهذا الجسيم (Z^0 جسيم مسؤول عما يُسمى بالقوة الضعيفة) ؟

أ ــ لنحصل على أقل ارتياب في الطاقة نكتب:

$$\Delta E = \frac{\hbar}{t} = \frac{6.58\times10^{-16}\ eV.s}{10\times10^{-9}\ s} \approx 7\times10^{-8}\ eV$$

ومن هذه القيمة نحسب أقل ارتياب في تردد الفوتون، حيث:

$$\Delta E = h\,\Delta\nu$$

ومنه:

$$\Delta n = \frac{\Delta E}{h} = \frac{7\times10^{-8}\ eV}{4.14\times10^{-15}\ eV.s} \approx 2\times10^{7}\ Hz$$

وبذلك يكون العرض الطبيعي لهذا الخط الطيفي:

$$2\Delta\nu = 4\times10^{7}\ \text{Hz}$$

فإذا كان للخط الطيفي طول موجي $\lambda = 589$ nm فإنّ قيمة التردد المناظر يكون:

$$n = \frac{c}{l} = \frac{3\times10^{8}\ m/s}{589\times10^{-9}\ m} = 5.1\times10^{14}\ Hz$$

وبالتالي فإن:

$$\frac{2\Delta n}{n} = \frac{4\times10^{7}\ Hz}{5.1\times10^{14}\ Hz} \approx 10^{-7}$$

ب ــ إن أقل ارتياب في طاقة الميون يحسب كما يلي:

$$\Delta E = \frac{\hbar}{t} = \frac{6.58\times10^{-16}\ eV.s}{2.2\times10^{-6}\ s} \approx 3\times10^{-10}\ eV$$

ج ــ لدينا: $\Gamma\ .\ \tau = \hbar$ ومنها نحسب العمر الطبيعي كما يلي:

$$t = \frac{\hbar}{\Gamma} = \frac{6.58\times10^{-16}\ eV.s}{2.5\times10^{9}\ eV} = 2.63\times10^{-25}\ s$$

3.6 - مفعول موسباور Mossbauer Effect

لكي نفهم مفعول موسباور لابد لنا أن نعرف أولا بعض المبادئ الأساسية وهي:

عرض الخط الطيفي - الطاقة المرتدة في عملية الإصدار - الرنين والفلــورة الرنينيــة- مفعول دوبلر

1.3.6 - عرض الخط الطيفي:

اعتدنا في تعاملنا مع الفيزياء الذرية والنووية على وجود ما يدعى مستويات الطاقة، حيث نشير عادة إلى هذه المستويات بخطوط ونفترض أن طاقة الحالة تساوي E_0. لكن طاقة هذه المستويات في الحقيقة ليست "حادة" " أي ليست خط"(انظر الشكل 5)، إنما ذات عرض معين، وهي تنتشر على مدى طاقي معين. يمكننا الحصول على العرض التقريبي لهذا المدى من مبدأ الإرتياب لهايزنبرج Heisenberg حيث:

$$\Delta E.\Delta t \geq \hbar \qquad (1)$$

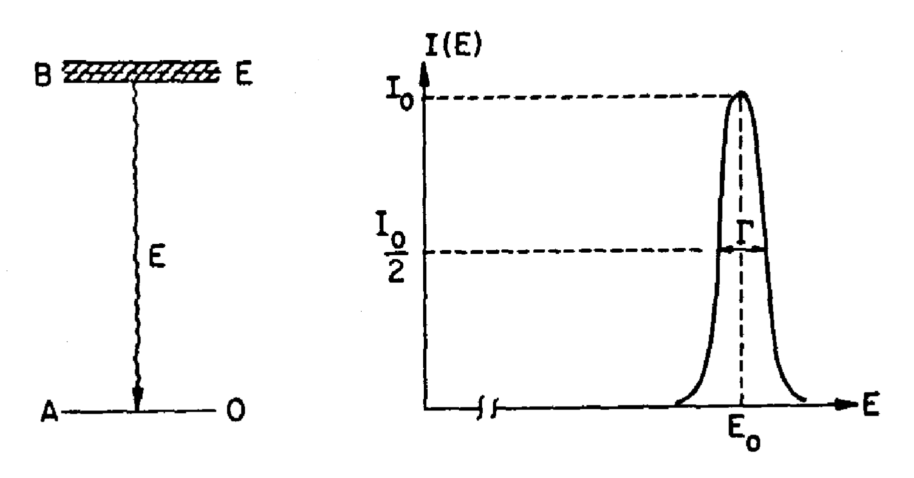
ΔE الإرتياب في الطاقة ، Δt المجال الزمني المتوفر لقياس الطاقة(حيث أن المجال الزمني من رتبة العمر الوسطي للمستوي المدروس).

فإذا وضعنا t (العمر الوسطي للحالة) بدلاً من Δt (إذا كانت تجربتنا تستغرق زمنــاً أكثر من t تكون الحالة قد اختفت) نحصل على العــرض التقريبــي للمســتوى $\Gamma = \Delta E$ وبالتالي:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\Delta t} \qquad (2)$$

عالج ويسكوف Wiskopf & Wigner وفيغنر هذه المسألة ووجدا أن المعادلة (2) تشير بشكل كامل إلى عرض توزع الطاقة عند منتصف أعظم قيمة. وبشكل أدق، وجدا أن هذا التوزع له شكل توزيع لورنتز Lorentz أو بريت-فيغنر Breit & Wigner ويمكن وصفه بالعلاقة:

$$I(E) = \frac{\Gamma}{2p} \quad \frac{1}{(E - E_0)^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2} \qquad (3)$$



الشكل (5). عرض الخط الطيفي

من أجل المستوى الأساسي يكون معدل الحياة الوسطى غير منته، وتبين المعادلة (3) أن مثل هذا التوزع يكون "حاداً".

يمكن كتابة المعادلة (2) كما يلي:

$$\Gamma(\text{eV}) = \frac{6.58\times10^{-16}}{t\,(s)} \quad (4)$$

من أجل حياة متوسطة قدرها 10^{-8} s نحصل على خط طيفي له عرض 6.58×10^{-8} eV . نجد بأنه إذا كان الانتقال الطاقي 60keV تكون نسبة عرض الخط إلى الطاقة صغيرة جداً $\frac{\Gamma}{E_0} = 10^{-12}$.

2.3.6- الطاقة المرتدة في عملية الإصدار:

بفرض أن الفوتونات، التي تصدر خلال عملية الانتقال من مستوى طاقي إلى

آخر ، تملك طاقة E_0 حين تصدر من جملة ذات كتلة كبيرة، فسوف يكون هناك خسارة طاقية E_R . لحساب هذه الخسارة نفرض أن الفوتون يصدر من نواة لها كتلة M . نجد مــن قانون حفظ كمية الحركة أن:

$$p_{nucleus} = p_{photon} \qquad (5)$$

تتعلق قيمة p_{photon} بطاقته E_{photon} بالعلاقة:

$$p_{photon} = \frac{E_{photon}}{c} \qquad (6)$$

حيث c سرعة الضوء.

وبما أن النواة ثقيلة جداً فهذا يمكننا من استخدام التقريب اللانسبوي وذلك لربط قيمة كمية حركة الفوتون بطاقة الارتداد E_R

$$E_R = \frac{p_{nucleus}^2}{2M} \qquad (7)$$

وحيث إن E_R سوف تكون صغيرة بالمقارنة مع E_0 وبالتعويض في المعادلة (6) عــن $E_{photon} = E_0$ ، وبالتالي يمكننا أن نكتب من المعادلتين (7)و(5)

$$E_R = \frac{E_0^2}{2Mc^2} \qquad (8)$$

ونستطيع باستخدام هذه العلاقة حساب طاقة الارتداد من أجل طاقة E_0 معلومة وكتلة نواة معلومة، ونكتب العلاقة (8) بالشكل:

$$E_R(eV) = \frac{5.37\times10^{-4} E_0^2(keV)}{A}$$

حيث A العدد الكتلي للنواة المتفككة.

والآن إذا حسبنا طاقة الارتداد من أجل نــواة لهــا العــدد الكتلــي A=100 ، وطاقــة $E_0 = 66keV$ ، وحياة وسطى $t = 10^{-8} s$ ، نجد أن قيمة طاقة الارتداد E_R=0.02eV.

نلاحظ أن قيمة هذه الطاقة صغيرة جداً ومهملة مقارنة بطاقة التفكك. ولكن إذا قارنا هــذه الطاقة (طاقة الارتداد) بعرض الخط الطبيعي وهو 6.6×10^{-8} في مثالنا هذا، فنجد أن طاقة الارتداد ذات قيمة معتبرة.

3.3.6-الرنين والفلورة الرنينية:

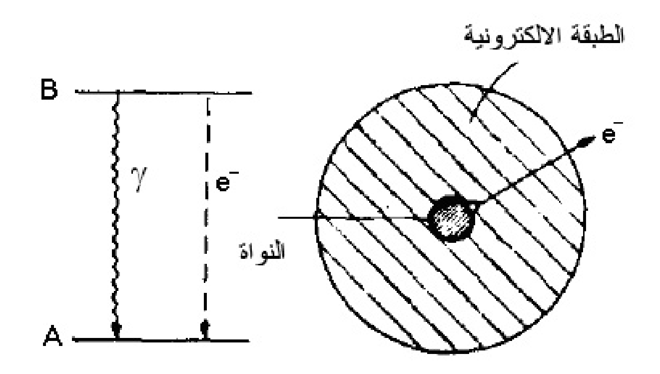
نحصل على أعظم مقطع عرضي للامتصاص حين تكون أشعة جاما الساقطة ذات طاقة E_0 (طاقة الاثارة للمستوى النووي) والذي يحسب بالعلاقة:

$$s_0 = \frac{l^2}{2p}\,\frac{2J_B+1}{2J_A+1}\,\frac{\Gamma_g}{\Gamma} \qquad (9)$$

l الطول الموجي للفوتون، J_B سبين الحالة المثارة B، J_A سبين الحالة الأساسية A.

ولنتذكر أن عملية التفكك من مستوى طاقي إلى آخر لاتحدث بإصدار جاما فقــط! ولكــن هناك تنافس بين عدة عمليات وأهم هذه العمليات "لمفعول موسباور" هـــي التحـــول الـــداخلي (انظر الشكل 6)، حيث تنتقل الطاقة المثارة للنواة مباشرة إلى الطبقة الالكترونية ويتم إصدار الكترون.

لا توصف خواص التفكك للمستوي B بشكل كافٍ بالاعتماد على الحياة الوســطى t أو العرض $\Gamma = \frac{\mathbf{h}}{t}$ لذا فإننا نقدم معاملاً جديداً هو زمن الحياة



الشكل (6) المنافسة بين عمليتي إصدار جاما والتحول الداخلي.

الجزئي t_g و t_e والعرض الجزئي للخط $\Gamma_g = \frac{\mathbf{h}}{t_g}$ و $\Gamma_e = \frac{\mathbf{h}}{t_e}$، وتعطى نسبة النوى التي تتفكك بالتحول الداخلي إلى النوى التي تتحول بإصدار جاما بالعلاقة:

$$(10)\ \frac{\Gamma_e}{\Gamma_g} = \frac{t_g}{t_e} = a$$

ويعطى زمن الحياة الوسطى بالعلاقة:

$$t = \frac{\mathbf{h}}{(\Gamma_g - \Gamma_e)} \qquad (11)$$

وهو الزمن الذي ينبعث خلاله الفوتون والكترونات التحول.

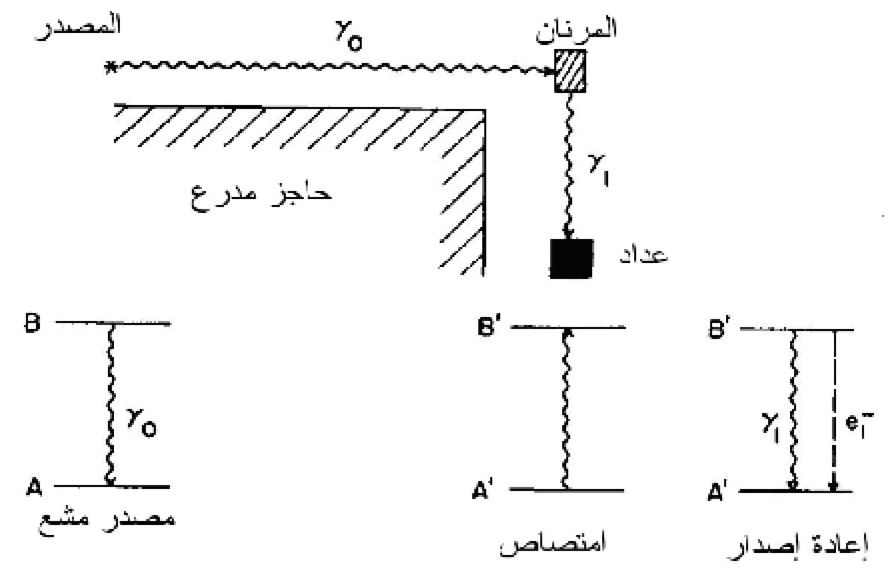
يمكن فهم النسبة $\frac{\Gamma_e}{\Gamma_g}$ كما يلي: إذا حاولنا إثارة المستوى B بقذف النواة بفوتونـــات ذات طاقة مناسبة فإن قيمة المقطع العرضي للإثارة بالفوتونات سوف تــنقص إذا كـــان التفكـــك الرئيس للمستوي يحدث عبر تحول داخلي. ولحساب المقطع العرضي s_0 نلاحظ أن:

$$\frac{\Gamma_g}{\Gamma} = \frac{1}{1+a} \qquad (12)$$

وبالاستعانة بالمعادلة (6) و $l = \frac{hc}{E}$ يمكننا كتابة المعادلة (9) كما يلي:

$$s_0(b) = \frac{2.45\times10^9}{E^2(KeV)} \frac{2J_B+1}{2J_A+1} \frac{1}{1+a} \qquad (13)$$

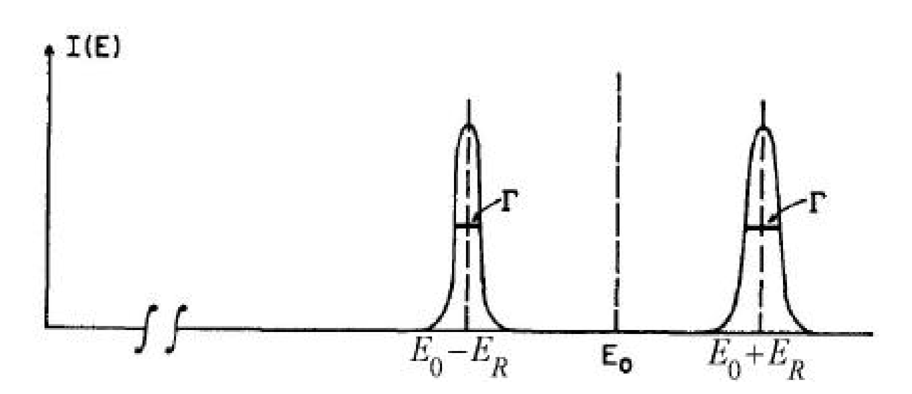
$1b = 10^{-24}cm^2$(واحدة المقطع العرضي الفعال) ، أي أن المقطع العرضي s_0 يمكـــن أن يصبح كبيراً. يؤدي هذا المقطع الكبير إلى حصول الرنين كما في الشكل (7) .



الشكل (7) تجربة الفلورة الرنينية النووية.

تُمتص الفوتونات الواردة من المصدر المشع من قبل المرنان إذا كانت النوى في المرنان متطابقة مع النوى في المصدر،أي أننا نتوقع أن الفوتونات سوف تُمتص رنينياً وأنها سـوف تثير نوى المرنان إلى المستوى B، وحالما يستثار المرنان فإن النوى سوف تتفكك مرة أخرى مع إعادة إصدار أشعة جاما ذات الطاقة E_0. تدعى هذه العملية كاملـة " الفلـورة الرنينيـة النووية".

لنفترض أن الحالة التي تكون فيها نوى المصدر والمرنان هي نـوى حـرة فـي حالـة الاسترخاء عندها سنجد أنفسنا أمام صعوبة هي أن أشعة جاما الساقطة g_0 لها طاقة قـدرها $E_0 - E_R$ (E_Rطاقة الارتداد) بل وإذا كانت النواة ذات كتلة M وكانت فـي حالـة راحـة وامتصت فوتوناً له كمية حركة p فإنها سوف ترتد بكمية حركة قدرها p. وتكتسـب النـواة طاقة حركية قدرها $E_R = \frac{p^2}{2M}$ وهي طاقة الارتداد.أي كي نثير مستوى ذي طاقة E_0 فإن أشعة جاما الساقطة يجب أن تكون ذات طاقة $E_0 + E_R$ وسوف يكون الوضع كما في الشكل (8). ونجد أن كل الحالات التي تهمنا تكون فيها طاقة الارتداد E_R أكبر بكثير من عـرض الخط الطبيعي Γ.



الشكل (8) تشير E_0 إلى طاقة المستوى B. يملك الفوتون المنبعث من النواة فقط الطاقة $E_0 - E_R$ بينما يحتاج المستوى B إلى الطاقة $E_0 + E_R$ كي يستثار.

4.3.6 -مفعول دوبلر: Doppler Effect

لاتكون النوى في الغازات أو السوائل في حالة راحة، بل إنها تتحرك بسرعة عالية، يمكن حساب سرعة النواة في الغاز بسهولة من اعتبارات كلاسيكية، تعطى الطاقة الحركية للذرة أو الجزيء بالعلاقة:

$$E_{kin} = (\frac{1}{2})MJ_0^2 = (\frac{3}{2})kT \qquad (14)$$

T درجة الحرارة مقدرة بالكلفن، k ثابت بولتزمان. J_0 السرعة، M الكتلة.

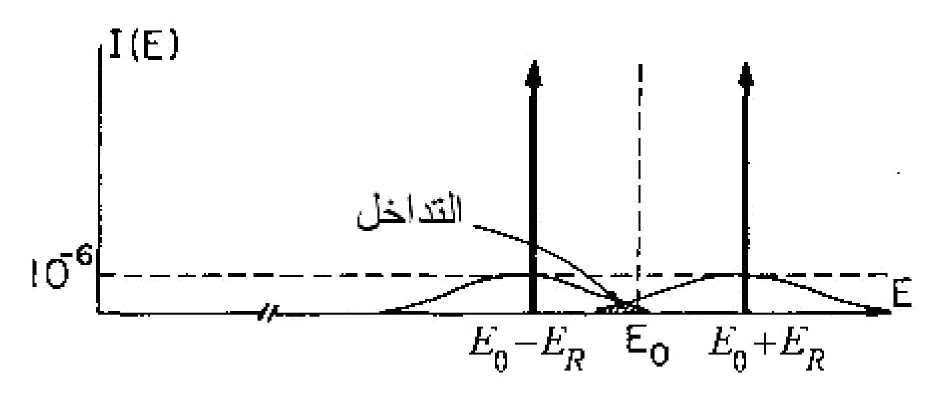
تكون السرعة في درجة حرارة الغرفة بضع مئات من الأمتار في الثانية. مثل هذه السرعة تقود إلى مفعول دوبلر. تنزاح طاقة جاما- المنبعثة من مصدر متحرك بسرعة J_g على طول اتجاه الإصدار- بمقدار ΔE ويعطى الانزياح بالعلاقة: (15)

$$\Delta E = \frac{J_g}{c} E_0$$

تتوجه سرعات الذرات الباعثة (لأشعة جاما) في المصدر الغازي بشكل عشوائي بالنسبة لاتجاه مصدر الرنين . تتغير السرعة على طول اتجاه الإصدار من $+J_0$ إلى $-J_0$، ومن أجل عدد كبير من الذرات المتفككة ، سوف يكون شكل الخط أكثر عرضاً بمقدار :

$$\overline{D} \cong 2\frac{J_0}{c} E_0 \qquad (16)$$

يبلغ ازدياد العرض من أجل مثالنا ($E_0 = 60keV, A = 100, T = 300K$) حوالي 0.1eV أي من مرتبة E_R (طاقة الارتداد). أي أن الشكل (8) يجب استبداله بالشكل (9).



الشكل (9). خطوط الإصدار والامتصاص أكثر عرضاً بسبب مفعول دوبلر.

وهكذا تتداخل خطوط الاصدار والامتصاص ونتوقع مقداراً أقل من الفلورة الرنينية. وهذا يعني أن ارتفاع الخط سوف ينخفض بالمقدار $\frac{\Gamma}{D}$، والذي يساوي في مثالنا حوالي 10^{-6}؛ أي يؤثر هذا الانخفاض على عدد الفوتونات المتفلورة .

وإذاً كيف يمكننا تسجيل الفلورة الرنينية بدون خطوط التعريض هذه؟

بالطبع الجواب سهل جداً، كل مايلزمنا هو تثبيت المصدر والمرنان وذلك كي نحصل على خط حاد ، وهو ما اكتشفه رودولف موسباور Rudolph Mossbauer خلال تحضيره لأطروحة الدكتوراه، وهي المسألة التي طرحها عليه أستاذه ماير ليبنتز Mayer Leibentz وكانت المسألة هي "دراسة الفلورة الرنينية في درجة الحرارة المنخفضة".

5.3.6- ما هو مفعول موسباور؟

في ضوء ما تقدم يمكننا أن نوضح مفعول موسباور كما يلي:

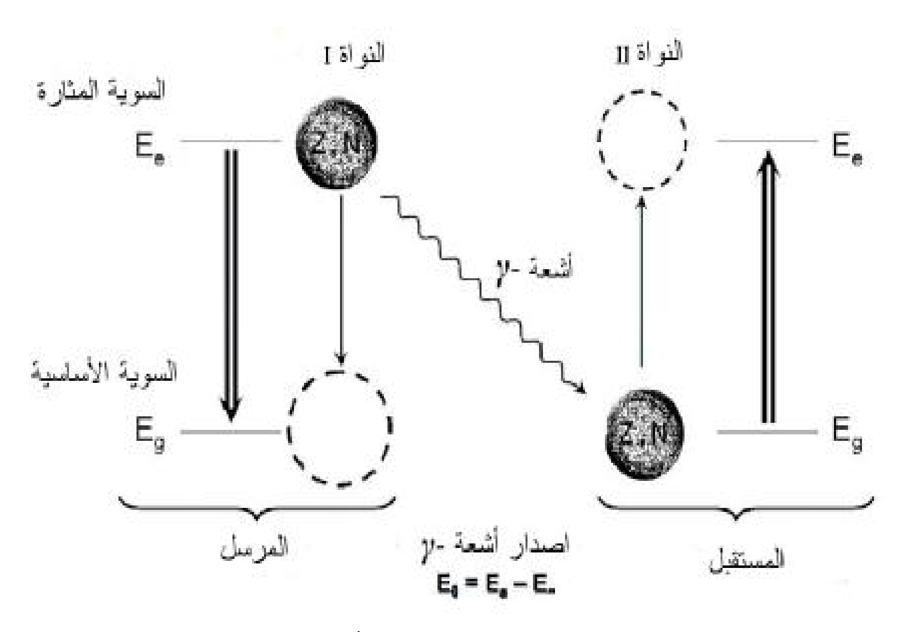
مفعول موسباور هو دراسة أطياف امتصاص الطنين النووي الارتدادي لأشعة جاما .

كي يحدث الامتصاص في تجربة الامتصاص الرنيني، يجب أن تكون طاقة الاشعاع الصادر تساوي تماماً الفرق بين الحالتين الطاقيتين للجملة الممتصة. مثلاً، الإشعاع الصادر من ذرة الصوديوم Na يطابق تماماً طاقة الاثارة لذرة صوديوم أخرى، وبالتالي فإنه يمكنها امتصاصه. بتطبيق المنطق نفسه على امتصاص وإصدار أشعة جاما يتم إصدار الاشعاع الكهرطيسي من قبل النوى الذرية بطاقة مرتفعة (انظر الشكل10). وسوف نجد شرط الرنين نفسه والذي يتطلب أن يكون الفرق الطاقي بين المستويين الطاقيين في النواة المصدر مطابقاً تماماً للنواة التي ستقوم بامتصاص الإشعاع. أي لابد أن تكون نواتا المصدر والماص متطابقتين.

وهكذا نتوقع أن يكون هناك امتصاص وإصدار لأشعة جاما من قبل النوى المتطابقة، لكن هذا غير كاف لملاحظة رنين الفلورة، حيث إنه خلال عملية إصدار أشعة جاما من قبل النواة تنتقل كمية معينة من طاقة الإثارة (طاقة الارتداد E_R) إلى النواة وذلك لحفظ كمية الحركة. ولهذا السبب فإن طاقة كوانتم جاما المنبعث E_g تنخفض بالمقدار نفسه. وتعطى علاقة طاقة الارتداد بطاقة كم جاما المنبعث E_g بالعلاقة:

$$E_R = \frac{P^2}{2M} = \frac{E_g^2}{2Mc} \quad , E_g = E_0 - E_R \qquad (17)$$

P هو كمية الحركة المعطاة للنواة والمكافئة لكمية حركة فوتون جاما، M كتلة النواة المثارة.



الشكل(10) يوضح إصدار وامتصاص أشعة جاما.

وهكذا كلما تم امتصاص كم جاما تنخفض الطاقة المنتقلة إلى النواة المثارة بمقدار E_g .

من أجل الانتقالات الضوئية تكون الخسارة في الطاقة لصالح الارتداد أقل بكثير من عرض خط الامتصاص وهذا ما يجعل الفلورة الضوئية ممكنة ببساطة أكثر. لكن في حالة الإشعاع النووي ذي الطاقة العالية تكون طاقة الارتداد أكبر بكثير من عرض خط الامتصاص وهو ما يعرقل الفلورة النووية.

يمكن الحصول على الامتصاص الرنيني إذا كانت نوى المصدر (مصدر أشعة جاما) والنوى الماصة موجودة ضمن بنية بلورية بدرجات حرارة منخفضة، عندئذ ترتد البلورة، ويمكن اعتبار النوى الباعثة والماصة ثابتة في مواقعها في الشبكة البلورية. وبما أن البلورة كبيرة مقارنة بالنواة فإنها ستمتص الدفع ، ولكنها لا تمتص إلا كمية قليلة جداً من الطاقة.

استخدم موسباور عنصر الإريديوم $^{191}_{77}Ir$، الذي ينتج من تفكك بيتا للنظير $^{191}_{76}Os$، ودرس نفاذ أشعة جاما ذات الطاقة 129keV وذلك بمرورها في الإريديوم البلوري الماص. و رتبت الأجهزة المستخدمة في التجربة بحيث يمكن تحريك مصدر الأشعة ببطء إلى الأمام أو الخلف على طول الخط بين المصدر والماص (انظر الشكل 11 ، 12) . تنتج هذه الحركة انحراف دوبلر موجب وسالب في تردد أشعة جاما، وهذا بدوره يقود إلى تغيرات صغيرة جداً في طاقة المصدر. كذلك تم وضع جهاز يمكن من خفض درجة حرارة المصدر

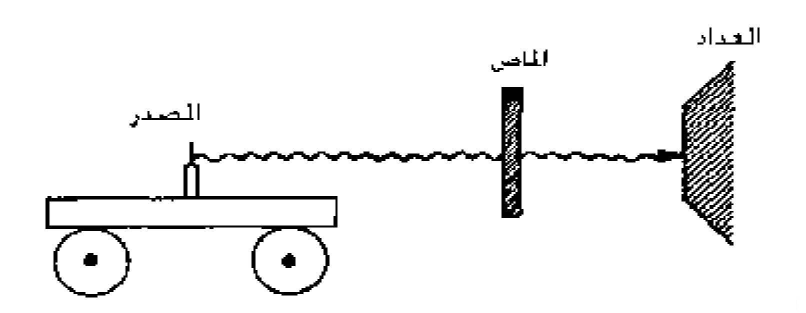
أو الماص أو كلاهما لغاية 88K. و قد استنتج موسباور أن النسبة المئوية للامتصاص تكون أعظم ما يمكن عند السرعة النسبية الصفرية.

بلغ عرض منتصف القيمة العظمى حوالي 10^{-5}eV والذي كان مطابقاً للتوقعـات. يبلـغ عمر الحالة المثارة في عنصر الإرديوم $t= 1.4 \times 10^{-10}$ s

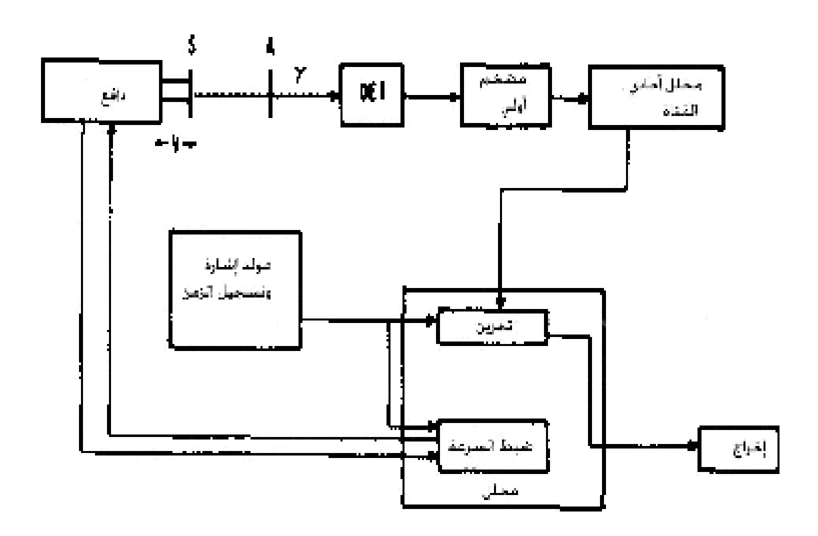
وبالتالي:

$$\Gamma = \frac{h}{\Delta t} = \frac{6.6\times10^{-16}}{1.4\times10^{-10}} = 4.7\times10^{-6}\, eV \qquad (18)$$

حيث إن Γ يمثل عرض الخط الطيفي . وهكذا فإن التجربة أيدت صحة حسابات عرض الخط باستخدام Δt وهذا يعني أنها أثبتت صحة مبدأ الارتياب أيضاً .

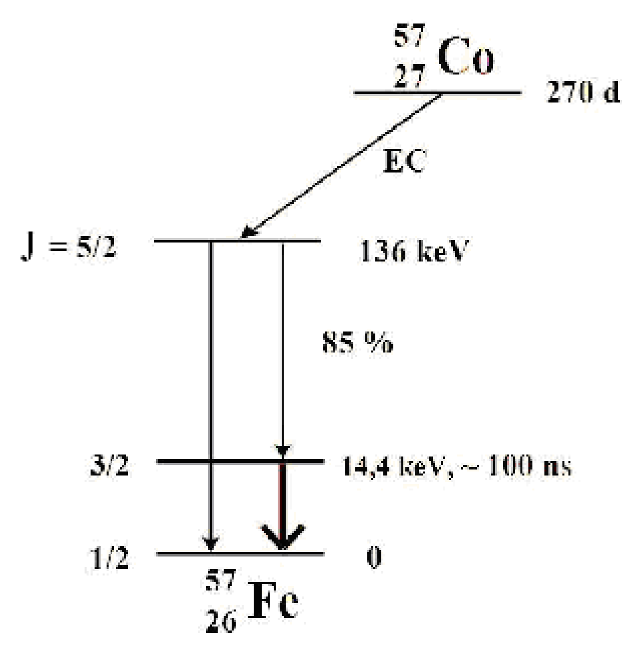


الشكل (11). تجربة موسباور.



الشكل (12). رسم تخطيطي لجهاز مطياف مسباور

أكثر النوى ملائمة لمثل هذه الدراسات (التي يظهر فيها مفعول موسباور) هي نواة نظير الحديد $^{57}_{26}Fe$ الناتجة من تفكك الكوبالت $^{57}_{27}\mathrm{Co}$ عبر اسر الكترون بعمر نصف قــدره 267 يوماً كما هو موضح في الشكل (13) .



الشكل (13) مخطط تفكك الكوبالت إلى حديد بواسطة اسر الكترون

طاقة الحالة المثارة الأولى للحديد تساوي 14.4keV. مع هذه القيمة المنخفضة للطاقة E نجد أن طاقة الارتداد تساوي:

$$E_R = \frac{P^2}{2M} = \frac{5.9\times10^{-47}}{2\times57\times1.66\times10^{-27}} = 3.11\times10^{-22}\,J = 0.002\,eV$$

حيث:

$$P = \frac{h}{l} = 7.683\times10^{-24}\,kg.m$$

$$l = \frac{hc}{E} = 8.59\times10^{-11}\,m$$

لحساب انزياح دوبلر نستخدم العلاقة:

$$\Delta E = \pm\frac{J}{c}hn_0 \qquad (19)$$

J سرعة المصدر ، c سرعة الضوء ، و n_0 التردد الرنيني .

تشمل أهمية مفعول موسباور قياس الانشطارات الدقيقة جـــداً لمســتويات الطاقـــة النووية وكذلك حساب التغير في النسبة $\frac{\Delta R}{R}$ لنصف القطر النووي، وحساب عزوم رباعي الأقطاب الكهربائي والسبين والنوعية والعديد غيرها. يبين الشكل(14) النوى التي يظهر فيها مفعول موسباور.

IA	IIA	IIIB	IVB	VB	VIB	VIIB	VIIIB			IB	IIB	IIIA	IVA	VA	VIA	VIIA	VIIIA
H																	He
Li	Be											B	C	N	O	F	Ne
Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl	Ar
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
Fr	Ra	Ac															

Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu
Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lw

الشكل(14) النوى التي يظهر فيها مفعول موسباور (اللون الرمادي الغامق)

4.6 - الرنين النووي المغناطيسي Nuclear Magnetic Resonance

الرنين النووي المغناطيسي (NMR) ظاهرة، تحدث عندما توضع نوى ذرات معينة تحت تأثير حقل مغناطيسي ثابت ومن ثم يتم تعريضها إلى حقل مغناطيسي آخر متغير.

بدأ ذلك مع العالم زيمان Zeeman الذي نال في عام 1902 جائزة نوبـــل فـــي الفيزيـــاء وذلك عن اكتشافه أن نوى ذرات معينة تتصرف بشكل مختلف عند وضعها تحت تأثير حقـــل

مغناطيسي خارجي وسمي هذا المفعول بمفعول زيمان. وبعد خمسين عاماً نال العالمان بلوخ و بيورسل Bloch&Purcell جائزة نوبل لوضعهما ما يسمى بمفعول زيمان في التطبيق عبر تركيبهما لأول مطياف رنين نووي مغناطيسي؛ حيث استعملا التفاعل بين الحقل المغناطيسي والعزم النووي لتوليد إشارة الرنين النووي المغناطيسي(NMR). تتناسب الطاقة والتوزيع السكاني للنوى مع شدة الحقل المغناطيسي، وتعتمد كثافة وتردد إشارة الرنين النووي المغناطيسي على شدة هذا الحقل. وتتشابه ظاهرة الرنين النووي المغناطيسي مع بقية ظواهر الرنين بخصائص معينة مثل، زمن الاستجابة والتخامد، وتردد الاستجابة.

1.4.6 -وصف نواة في حقل مغناطيسي

تتألف النوى من مجموعة من الشحنات المتحركة لذا فإنها تتصرف وكأنها مجموعة من المغانط الصغيرة حيث تكون ذات اتجاهات عشوائية ولدى تطبيق حقل مغناطيسي عليها فإنها تأخذ اتجاهاً موازياً للحقل سواء مع الحقل أو معاكسة له(انظر الشكل 15). إلا أن الحالة السبينية العليا في التوزيع السكاني هي الحالة الأكثر انخفاضاً بالطاقة والتي تتوازى فيها السبينات مع الحقل المغناطيسي.

تُظهر بعض النوى ظاهرة الرنين النووي المغناطيسي لكن بعضها الآخر لا يظهرها، ويعتمد هذا على كون هذه النوى تملك سبيناً أم لا. يكون السبين للنوى (ذات العدد الكتلي الزوجي وعدد البروتونات الزوجي)مساوياً للصفر مثل ^{12}C. لاتملك مثل هذه النوى سبيناً وسوف لن تبدي ظاهرة الرنين النووي المغناطيسي. بينما تنتج الحالات الطاقية للنوى التي تملك سبينياً لا يساوي الصفر من تفاعل العزم المغناطيسي النووي مع الحقل المغناطيسي المطبق، ويكون لهذه النوى عزم زاوي كلي تحدد قيمته بالعلاقة:

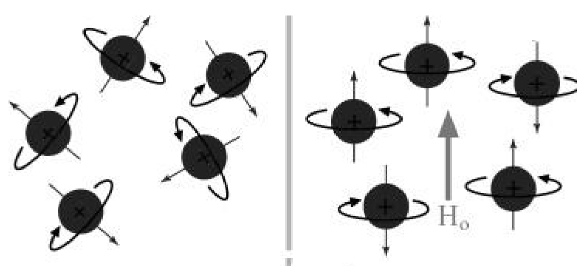
$$L = \frac{h\sqrt{j(j+1)}}{2p} \qquad (20)$$

j : العدد الكمي الزاوي السبيني (سبين النواة) h: ثابت بلانك

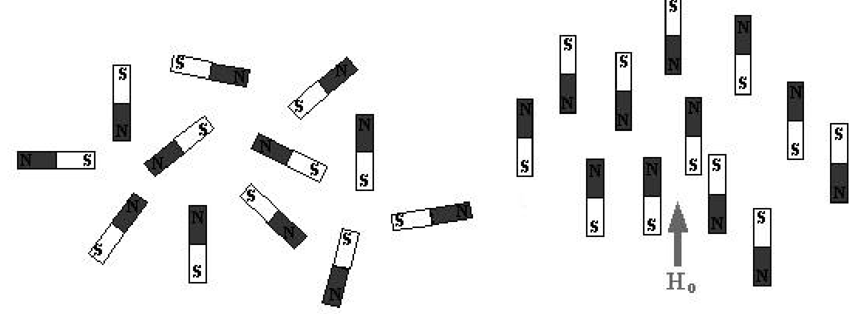
تتعلق قيمة j بكتلة وشحنة النواة وتكون قيمة j إما عدداً صحيحاً أو نصف عدد صحيح. تعطى المركبة z للعزم الزاوي بالعلاقة:

$$L_Z = \mathbf{h}m \qquad (21)$$

حيث $\mathbf{h} = \frac{h}{2p}$ وتأخذ m القيم $j, j-1, ..., -j+1, -j$



توجه النوى بوجود حقل مغناطيسي | توجه النوى بدون حقل مغناطيسي



الشكل(15) يوضح توجه النوى عند تطبيق حقل مغناطيسي

نفهم من هذه العلاقة أن مسقط العزم الزاوي النووي على المحور z مكمم في الفراغ ويأخذ $j+1$ قيمة ممكنة. وتتحدد الاتجاهات المسموحة للعزم الزاوي النووي بقيم m المسموحة، فمثلاً من أجل سبين نووي $\frac{1}{2}$ تكون قيم m المسموحة هي $\frac{1}{2},-\frac{1}{2}$ وبالتالي فالعزم الزاوي ذو السبين $\frac{1}{2}$ له اتجاهان أحدهما للأعلى باتجاه المحور z والآخر نحو الأسفل باتجاه z– (انظر الشكل16).

تدور النوى (ذات العدد الكوانتي السبيني الذي لا يساوي الصفر) حول الحقل المغناطيسي B_0 بسبب عزم التدوير المتولد عن تفاعل العزم الزاوي النووي مع الحقل المغناطيسي، ويكون العزم المغناطيسي m، إما موازياً وإما غير مواز للعزم الزاوي ويعطى بالعلاقة:

$$m = g\ L = g\ \hbar\sqrt{j(j+1)} \qquad (22)$$

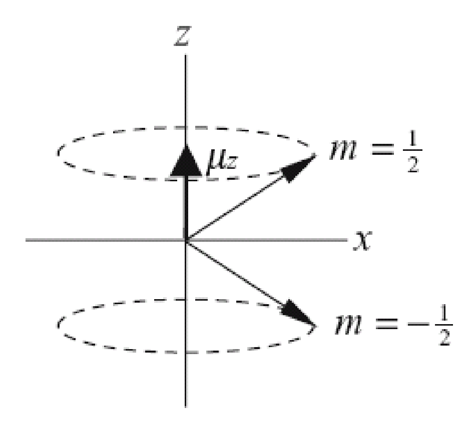
gهي معامل يدعى نسبة الجيرومغناطيسية النووية وتكون ذات قيمة محددة من أجل نظير معين. وبالتالي فإن g هي ثابت مميز من أجل النواة المحددة. أما العزم الزاوي L فيكون له

القيمة نفسها من أجل كل النوى التي لها العدد الكوانتي المغناطيسي نفسه. ويختلــف العــزم المغناطيسي m باختلاف النوى، مثلاً $^{13}C,^{1}H$ يكون لها العزم الزاوي المــداري L نفســه حيث إنه لديها العدد الكوانتي السبيني نفسه $(\frac{1}{2})$، إلا أنها تكون مختلفــة بــالعزم m لأنهــا تختلف بمعامل الجيرومغناطيسية g، وبالتالي يستخدم العزم m لتمييز السبين النووي.

إذا كانت النسبة الجيرومغناطيسية g موجبة عندئذ يكون العزم m موازياً للعزم الزاوي، ويكون غير مواز له إذا كانت g سالبة.

تعطى بشكل مشابه المركبة z للعزم L_Z والمركبة z للعزم الزاوي m_Z بالعلاقة:

$$m_Z = g\ L_Z = g\ \mathbf{h}\,\mathrm{m} \qquad (23)$$



الشكل(16) يبين اتجاهات العزم الزاوي m ذي السبين $\frac{1}{2}$ ومسقطه m_Z

تشير هذه العلاقة إلى أن m_Z له قيم مختلفة من أجل نوى مختلفة حتى لو كان لها العــدد الكوانتي المغناطيسي m نفسه (انظر الجدول 2). فعندما توضع النوى ذات العــدد الســبيني غير المعدوم في حقل مغناطيسي فإنها تترنح حول الحقل المغناطيسي و ينشأ ذلك من العزم المتولد من تفاعل الحقل المغناطيسي B_0 مع العزم m. وتعتمد الزاوية المشكلة ما بين m و B_0 على قيمة m. وتدعى هذه النوى بالسبينات النووية لأن عزومها الزاوية النوويــة هــي التي تجعل النواة تدور ضمن الحقل المغناطيسي.

تعتمد الطاقة المطلوبة لقلب السبين على شدة الحقل المغناطيسي المطبق على النواة فعنــد عدم وجود حقل مطبق لايوجد أي فرق طاقي بين الحالات السبينية ولكن عند زيــادة الحقــل

يزداد الفصل الطاقي بين الحالات السبينية (انظر الأشــكال 17-18-19) وكــذلك التـــردد المطلوب (عند التردد الراديوي، انظر الجدول 1) ، لكي يحدث الانقــلاب الســبيني والــذي يعرف بالرنين. إذا كان تردد النبضة يطابق الفرق بين مستويي الطاقة ، يعطى فرق الطاقــة بالعلاقة:

$$\mathrm{h}u = \Delta \mathrm{E} = 2m\mathrm{B} \qquad (24)$$

وتعطى طاقة الحالة i بالعلاقة:

$$\mathrm{E_i} = -\mathrm{m_i}\,\frac{\mathrm{h}\,g\;\mathrm{B_0}}{2p} \qquad (25)$$

الطاقة العليا

H_o

انقلاب سبيني

hν

الطاقة المنخفضة

السوية الأرضية

السوية المثارة

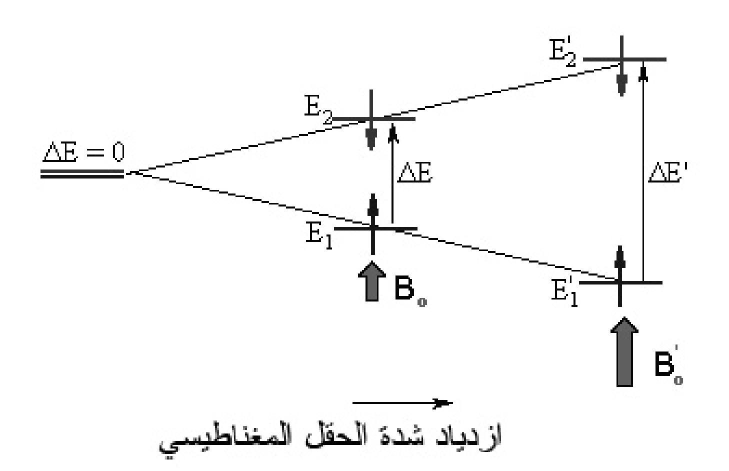
الشكل(17) يوضح استخدام الاشعاع الكهرطيسي في الرنين النووي المغناطيسي لنقل السبين الموازي من الطاقة المنخفضة في الحالة التي يوازي فيها السبين الحقل المغناطيسي إلى الحالة الأعلى التي يعاكس فيها السبين الحقل المطبق.

مثلاً من أجل نواة ذات سبين $\frac{1}{2}$ يكون فرق الطاقة بين الحالات:

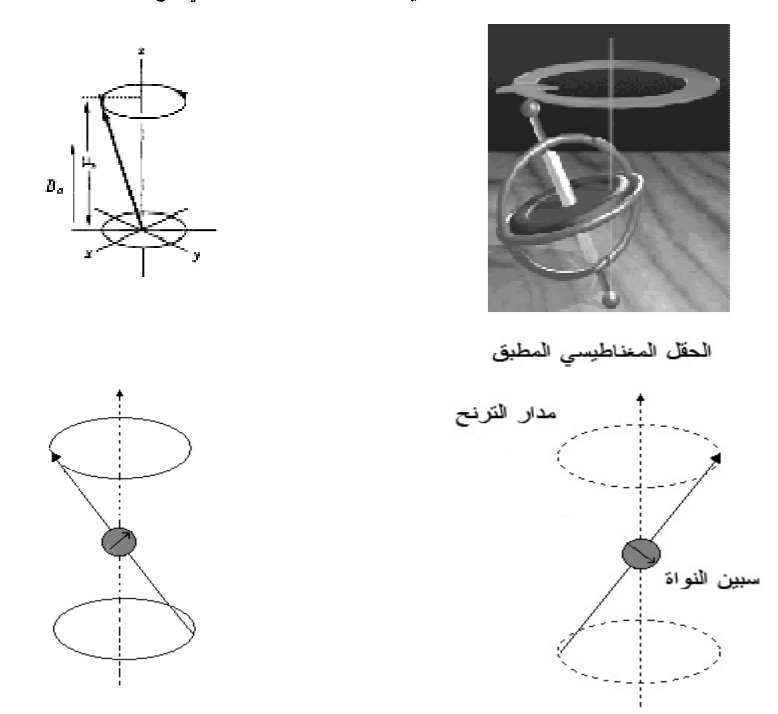
$$\Delta \mathrm{E} = \mathrm{E}_{(\mathrm{m}=-\frac{1}{2})} - \mathrm{E}_{(\mathrm{m}=+\frac{1}{2})} = -\left[(-\frac{1}{2}) - (\frac{1}{2})\right] g\;\mathbf{h}\mathrm{B_0} = g\;\mathbf{h}\mathrm{B_0} \qquad (26)$$

أي أن فرق الطاقة بين أي حالتين سبينيتين سوف يكون عدداً صحيحاً من $g\,\mathbf{h}B_0$ وحيــث تبين g (النسبة الجيرومغناطيسية) مقدار تغير الحالات الطاقية السبينية لنــواة معينــة بتغيــر الحقل المغناطيسي الخارجي. تعتمد قيمة g على الواحدة المختارة للحقــل $\mathbf{B_0}$. إذا اخترنــا التسلا T كواحدة للحقل فستكون واحدة g هي [راديان/(تسلا.ثانية)] ، $\mathrm{radian.T^{-1}.s^{-1}}$ ، تجدر الإشارة إلى أن أجهزة (NMR) الحالية تستعمل حقلاً مغناطيسياً تتراوح شدته مــن 5-

16 تسلا ولنذكر للمقارنة أن الحقل المغناطيسي الأرضي يبلغ $6\times10^{-5}T$ ، استعملت فــي البداية الكتب حول NMR واحدة هي الجاوص gauss أو الكيلوجاوص kilogauss للتعبيــر عن شدة الحقل المغناطيسي ($1T=10^4$gauss).



الشكل(18) يبين مفعول زيمان النووي حيث يزداد الفرق الطاقي مع ازدياد شدة الحقل المطبق



الشكل(19) يبين ترنح العزم المغنطيسي حول محور الحقل المغناطيسي المطبق B_0.

مثال (4):

ما هو الفرق الطاقي بين الحالتين السبينيتين لنواة الهيدروجين ^{1}H في حقل تبلغ شدته 5.87T؟ وما هو الفرق الطاقي من أجل النواة ^{13}C؟

الحل: نأخذ قيمة g من الجدول (1)

$$^{1}H: \quad \Delta E = \frac{g h B_0}{2p} = \frac{(2.67.512\times10^{6}\,\text{rad.T}^{-1}.\text{s}^{-1})(6.63\times10^{34}\,\text{J.s})(5.87\text{T})}{2(3.14\text{rad})}$$

$$= 1.66\times10^{-25}\,\text{J}$$

$$^{13}C: \quad g = 67.264\times10^{6} \Rightarrow \Delta E = 4.18\times10^{-6}\,\text{J}$$

أي أكثر بحوالي أربع مرات من الفرق في ^{1}H.

مثال (5):

نفرض أنه في تجربة الـ NMR قمنا باستخدام شعاع ذي تردد 250MHz وذلك لفحص مادة الفورم ألدهيد. فهل تستطيع تجربة الـ NMR هذه أن توضح لنا الأبعاد المختلفة للرابطة $C = O$ (الوظيفة الألدهيدية) عند اهتزازها، أم أن كل ما سنستطيع كشفه هو المتوسط الزمني لطول الرابطة؟

الحل:

من علاقة الارتياب لهايزنبرج $\Delta E.\Delta t \geq h$ يمكننا استنتاج أن $\Delta t \geq \frac{1}{\Delta u}$ وذلك من العلاقة:

$E = hu \Leftarrow \Delta E = h\Delta u$ حيث Δu الخطأ في تواتر الفوتون، ΔE الخطأ في مقدار طاقة الفوتون.

وهكذا فإن الزمن اللازم (Δt) لكي يتم امتصاص الفوتون يجب أن يكون طويلاً بحيث يأخذ دورة واحدة من الموجة لكي يعبر الجسيم وهذا الزمن t_0 ماهو إلا $\frac{1}{u}$ (زمن هزة واحدة) وهكذا فإن:

$$\frac{1}{u} = \frac{1}{(5.13\times10^{13})\text{Hz}} = 1.9\times10^{-14}\,\text{s}$$

وهذا الزمن أقصر بكثير (أي أسرع) من مقياس زمن NMR والذي يساوي:

$$\frac{1}{u} = \frac{1}{(2.5\times10^{8})\text{Hz}} = 4\times10^{-9}\,\text{s}$$

أي أن الـــ NMR يُمكننا في هذه الحالة من تسجيل المتوسط الزمنـــي لطـــول الرابطـــة $C = O$.

جدول (1) يبين الطيف الكهرطيسي

الطيف الكهرطيسي

الإشعاع		الطول الموجي، λ (nm)	التردد، ν (Hz)	الطاقة (kJ mol^{-1})
الأشعة الكونية	Cosmic rays	$<10^{-3}$	$>3\times10^{20}$	$>1.2\times10^{8}$
أشعة غاما	Gamma rays	10^{-1}–10^{-3}	3×10^{18}–3×10^{20}	1.2×10^{6}–1.2×10^{8}
الأشعة السينية	X-rays	10–10^{-1}	3×10^{16}–3×10^{18}	1.2×10^{4}–1.2×10^{6}
الأشعة فوق البنفسجية البعيدة	Far ultraviolet	200–10	1.5×10^{15}–3×10^{16}	6×10^{2}–1.2×10^{4}
الأشعة فوق البنفسجية	Ultraviolet	380–200	8×10^{14}–1.5×10^{15}	3.2×10^{2}–6×10^{2}
الأشعة المرئية	Visible	780–380	4×10^{14}–8×10^{14}	1.6×10^{2}–3.2×10^{2}
الأشعة تحت الحمراء	Infrared	3×10^{4}–780	10^{13}–4×10^{14}	4–1.6×10^{2}
الأشعة تحت الحمراء البعيدة	Far infrared	3×10^{5}–3×10^{4}	10^{12}–10^{13}	0.4–4
الأمواج الكروية	Microwaves	3×10^{7}–3×10^{5}	10^{10}–10^{12}	4×10^{-4}–0.4
الترددات الراديوية	Radio frequency	10^{14}–3×10^{7}	10^{5}–10^{10}	4×10^{-7}–4×10^{-3}

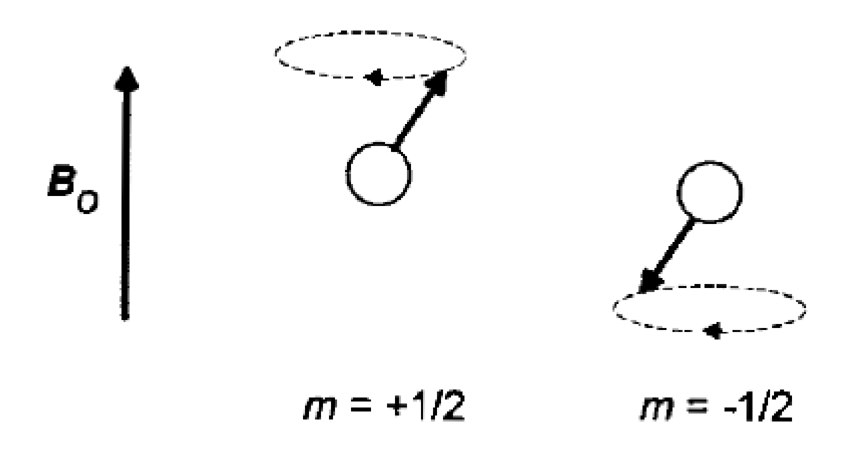
جدول (2) يبين الخواص المغنطيسية لبعض النظائر

النظير	عدد البروتونات Z	عدد النترونات N	J	نسبة الجيرومغناطيسية γ 10^6 rad T^{-1} s^{-1}	تردد الرنين ν megahertz	العزم المغناطيسي μ nuclear magnetons
n	0	1	$\frac{1}{2}$	−183.26	29.167	−1.91315
^{1}H	1	0	$\frac{1}{2}$	267.512	42.5759	2.79268
^{2}H	1	1	1	41.0648	6.53566	0.857387
^{7}Li	3	4	$\frac{3}{2}$	103.96	16.546	3.2560
^{10}B	5	5	3	28.748	4.5754	1.8007
^{11}B	5	6	$\frac{3}{2}$	85.828	13.660	2.6880
^{13}C	6	7	$\frac{1}{2}$	67.2640	10.7054	0.70219
^{14}N	7	7	1	19.325	3.0756	0.40347
^{15}N	7	8	$\frac{1}{2}$	−27.107	4.3142	−0.28298
^{17}O	8	9	$\frac{5}{2}$	−36.27	5.772	−1.8930
^{19}F	9	10	$\frac{1}{2}$	251.667	40.0541	2.62727
^{23}Na	11	12	$\frac{3}{2}$	70.761	11.262	2.2161
^{27}Al	13	14	$\frac{5}{2}$	69.706	11.094	3.6385
^{29}Si	14	15	$\frac{1}{2}$	−53.142	8.4578	−0.55477
^{31}P	15	16	$\frac{1}{2}$	108.29	17.235	1.1305
^{33}S	16	17	$\frac{3}{2}$	20.517	3.2654	0.64257
^{35}Cl	17	18	$\frac{3}{2}$	26.212	4.1717	0.82091
^{37}Cl	17	20	$\frac{3}{2}$	21.82	3.472	0.6833

2.4.6 - الترنح (التبادر) وتردد لارمور Larmor Frequency

نعلم الآن أنه عند وضع النوى التي لها $j \neq 0$ ، في حقل مغناطيسي فإنها سوف تتخذ $2j+1$ اتجاهاً سبينياً، وكل منها له مستوى طاقي مختلف، ولكن قبل أن تستطيع هذه النوى امتصاص فوتونات لا بد من جعلها تهتز بأحد أشكال الحركة الدورية. وبحسب ميكانيك الكم فإن هذا لايتطلب أن تكون العزوم المغناطيسية مصطفة تماماً بشكل مواز أو غير مواز للحقل المغناطيسي الخارجي، بل بدلاً عن ذلك فإنه من الكافي أن تجبر على أن تبقى بزاوية معينة مع الحقل B_0 وهذا يجعلها تتذبذب حول محور الحقل عند تردد ثابت. وهكذا فإن شعاع العزم المغناطيسي للنواة m يترنح (يتبادر) ضمن الحقل المغناطيسي بتردد زاوي مميز يدعى تردد لارمور (w) وهو تابع فقط لكل من g و B_0. واحدة تردد لارمور الزاوي هي راديان /ثانية ويمكن تحويله إلى التردد الخطي u وذلك بقسمته على $2p$.

$$u = \frac{w}{2p} = \frac{g\ B_0}{2p} \qquad \textbf{(27)}$$



الشكل(20) يبين ترنح العزم المغناطيسي في كل من الحالتين السبينيتين المحتملتين من أجل نواة لها $j = \frac{1}{2}$ وذلك بعد وضعها ضمن حقل مغناطيسي خارجي B_0.

يرسم رأس شعاع العزم المغناطيسي مساراً دائرياً بسبب الحركة الترنحية (انظر الشكل 20)، ونلاحظ أن تردد الحركة الترنحية مستقل عن m، لذا فإن كل اتجاهات السبين لنواة معينة تترنح بالتردد نفسه ضمن حقل مغناطيسي ثابت.

مثال (6):

احسب تردد الترنح للنواة ^{1}H عند وضعها ضمن حقل مغناطيسي شدته 5.87T؟ ما هــو التردد من أجل نواة ^{13}C؟ في أي منطقة من الطيف الكهرطيسي يقع اشعاع هذا التردد؟

الحل:

نأخذ قيمة g للنواة ^{1}H من الجدول (2) فنجد:

$$u = \frac{g\ B_0}{2p} = \frac{267.512 \times 10^6\ rad.T^{-1}.s^{-1})(5.78T)}{2(3.14rad)} = 2.50 \times 10^8\ s^{-1} = 250MHz$$

ومن أجل نواة ^{13}C ينتج لدينا $u = 62\text{MHz}$.

يمكننا حساب التردد u مباشرة من الجدول (2)، وذلك كما يلي : نلاحظ أن u هو تردد الترنح معطى بواحدة MHz من أجل كل نواة في حقل مغناطيسي شدته 1.0 T وإذن ببساطة كل ماعلينا فعله هو ضرب هذه الأعداد بشدة الحقل الفعلي (بالتسلا) فينتج لدينا التردد u من أجل شدة أي حقل آخر. مثلا من أجل ^{1}H

$$u = (42.5759\text{MHz.T}^{-1})(5.87\text{T}) = 250\text{MHz}$$

وهذا يتم كما يلي:

$$m_{\text{P}} = 2.7928 m_{\text{N}} = 2.7928\left(\frac{\text{eh}}{2\text{M}_{\text{P}}}\right)$$

m_P هو العزم المغناطيسي للبروتون، m_{N} العزم المغناطيسي للنيترون ، M_{p} كتلة البروتون

$$u = \frac{\Delta \text{E}}{\text{h}} = \frac{2m_{\text{p}}\text{B}}{\text{h}} = (2.7908)\left(\frac{\text{eB}}{2p}\text{M}_{\text{P}}\right)$$
$$= 2.7928\left[\frac{(1.6022\text{x}10^{-19})(5.87\text{tesla})}{2p\,(1.6726\text{x}10^{-27})}\right] = 250\text{MH}_{\text{Z}}$$

تقع هذه الترددات في منطقة الترددات الراديوية rf (انظر جدول 2).

3.4.6 -توزع بولتزمان والإشباع

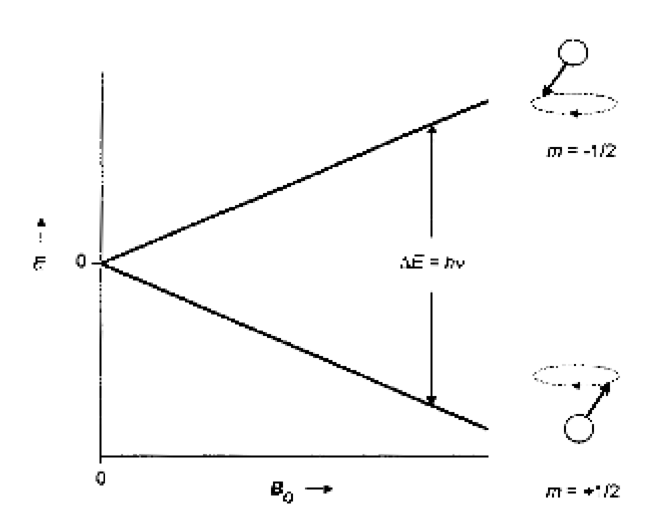
كما نعلم بأنه حالما يقوم الجسيم بامتصاص فوتون تظهر الطاقة المتعلقة أصلاً مع الحقـل الكهرطيسي بطريقة ما في حركة الجسيم، والسؤال الآن، أين تذهب الطاقة الممتصة في حالة ترنح نوى H^1؟

بما أن هناك فقط حالتين سبينيتين ممكنتين فإن الطاقة تذهب لقلب السـبين، وهكـذا فـإن النواة التي تمتص طاقة الفوتون وتكون في الحالة السـبينية السـفلى $m = (+\frac{1}{2})$، وتتقلـب النواة إلى حالتها السبينية العليا $m = (-\frac{1}{2})$ كما يظهر في الشكل (21) ويجب أن نذكر هنا أن الانقلاب السبيني الحاصل لايغير في تردد الترنح للنواة.

حسبنا سابقاً الفرق الطاقي بين الحالتين السبينيتين العليا والسفلى وهـذا الفـرق يجـب أن يكون مساوياً لطاقة الفوتون الممتص وهكذا يمكننا أن نكتب العلاقة:

$$\Delta E = \frac{g h B_0}{2p} = h\upsilon_{\text{ترنح}} = E_{\text{فوتون}} = h\upsilon_{\text{فوتون}} \qquad (28)$$

إذاً كي يحصل الرنين فإن تردد الإشعاع يجب أن يكون مساوياً تماماً لتردد الترنح.



الشكل (21) يبين الطاقة النسبية لحالتي السبين من أجل نواة $j = \frac{1}{2}$ كتابع لشدة الحقل المغناطيسي الخارجي B_0.

لكن يظهر لدينا إشكال هنا، وهو أن ميكانيك الكم يخبرنا أنه كي يحدث الامتصاص الكلي للإشعاع يجب أن يكون هناك جسيمات أكثر في الحالة السفلى منها في الحالة العليا. وإذا حدث وأن كان التوزيع السكاني متساوياً فقد تنبأ أينشتاين Einestein نظرياً بأن الانتقال من الحالة العليا $(m=-\frac{1}{2})$ إلى الحالة السفلى $(m=+\frac{1}{2})$، [تسمى هذه العملية الإصدار المستمر] ، ممكن الحدوث كما هو الامتصاص في مثل هذه الحالة وبالتالي لا يوجد امتصاص كلي ممكن ويسمى هذا الشرط بالإشباع.

هل هناك ما يجعلنا نتوقع وجود زيادة في عدد النوى في الحالة السفلى؟ الجواب هو نعم، من أجل أية جملة من المستويات الطاقية عند التوازن الحراري، سنجد دوماً جسيمات أكثر في الحالات الأدنى منها في الحالات الأعلى، وما نحتاجه الآن حقاً هو علاقة تربط الفجوة الطاقية ΔE بين الحالات بالتوزيع السكاني من أجل كل حالة. وهو ما يمكننا الحصول عليه من توزع بولتزمان Boltzman في ميكانيك الكم حيث نجد العلاقة:

$$\frac{P_{m=(-\frac{1}{2})}}{P_{m=(+\frac{1}{2})}}=Exp(\frac{-\Delta E}{kT}) \qquad (29)$$

حيث P التوزع السكاني في كل حالة، T درجة الحرارة المطلقة وتقاس بالكلفن، k ثابت بولتزمان.

مثال(7):

ماهو التوزع السكاني في الحالتين العليا والسفلى لنوى ^{1}H عند درجة الحرارة $25°c$ في حقل مغناطيسي خارجي شدته 5.8T؟

الحل:

وجدنا في مسألة سابقة قيمة ΔE لذا نستخدمها هنا فنجد:

$$\frac{P_{m=(-\frac{1}{2})}}{P_{m=(+\frac{1}{2})}}=Exp(\frac{-\Delta E}{kT})=Exp(-\frac{1.66\times10^{-25}J}{1.381\times10^{-23}Jk^{-1}\times(25+273)K})=0.9996$$

وحيث إن هناك فقط حالتين سبينيتين فهذا يؤدي إلى العلاقة:

$$P_{m=(-\frac{1}{2})} + P_{m=(+\frac{1}{2})} = 1$$

وبحل المعادلتين الناتجتين نجد:

$$P_{m=(-\frac{1}{2})} = 0.49999 \ , \qquad P_{m=(+\frac{1}{2})} = 0.50001$$

يمكننا أن نلاحظ من هذه المسألة بأن الفرق في التوزيع السكاني بين الحالتين الســبينيتين صغير جداً بحوالي 20 جزءاً من المليون، وتكون الفروق من أجل العناصر الأخرى أصــغر من ذلك بسبب صغر قيمة g النسبة الجيرومغناطيسية. لكن هذا الفرق مــع صــغره كــاف ليسمح بتسجيل إشارة NMR. ولنضع في أذهاننا أن عوامل مثل قــوة الحقــل المغناطيســي المطبق وارتفاع النسبة الجيرومغناطيسية أو انخفاض درجة الحرارة، جميعها عوامل تســاعد في زيادة الفرق السكاني وبالتالي تنقص إمكانية الإشباع وبالتالي تؤدي إلــى إشــارة NMR أكثر حدة.

4.4.6 - عمليات الاسترخاء

لا تجري الأمور غالباً في الجمل الحقيقية كما نتوقعه بالنسبة للتــرنح المســتمر، إذ عنــد وضع عينة في حقل مغناطيسي B فإنها تعطي حقلاً مغناطيسياً M يعبر عنه بالعلاقة:

$$M = \frac{c_0}{h_0} B \qquad (30)$$

c_0 الطواعية المغناطيسية ، h_0 النفاذية في الفراغ

عند وضع جملة حقيقية في حقل مغناطيسي فإن النوى الموازية للحقل المغناطيسي المطبق تتزايد حتى قيمة التوازن، وتنتهي النوى العمودية على الحقل المطبق إلى الصفر، لكننا نعلــم أن النوى تدور باستمرار عند تردد لارمور.

عند التوازن وفي غياب حقل مغناطيسي خارجي تكون الحالات السبينية متطابقة وبالتــالي تكون الجمل ذات احتمالات وتوزيعات سبينية متكافئة. وعند وضع الجملة في الحقل الخارجي يلاحظ في الحالات السبينية توزيعات متوازية جديدة بزيادة طفيفة في عدد النوى التــي فــي الحالات الطاقية المنخفضة. وسوف تسترخي النوى إلى قيمة التوازن $M_0 = \frac{c_0}{h_0} B_0$ علــى طول المحور Z، حيث يسترخي M_Z إلى القيمة M_0 و M_x, M_y إلى القيمة صفر.

والسؤال الآن كم من الوقت يستغرق الحقل الخارجي بعد وضعه كي يعيد التوازن في عدد النوى؟ بالتأكيد فإن هذه العملية غير منتهية وتتحكم بالحالة التي يلاحظ فيها التـــوازن الجديـــد كمية تدعى زمن الاسترخاء الطولي(أو زمن الاسترخاء سبين-شبكة) T_l

$$\frac{P_{eq}-P_t}{P_{eq}-P_0}=Exp(-\frac{t}{T_l}) \qquad (31)$$

$P_{eq}-P_t$ الفرق مابين السكان المتوازن لحالة معطاة ، (مثلاً من أجل الحالة $m=+\frac{1}{2}$) والسكان بعد زمن قدره t ويشير الدليل صفر إلى t=0 وهذا يعني أن P_{eq} هي السكان عنـــد $t=\infty$. ويمكننا القول إن دراسة الاسترخاء تعطي المعلومات نفسها التي يعطيها الرنين.

مثال(8):

بفرض أنه من أجل مجموعة من نوى ^1H عند درجة الحرارة $25\ ^\circ C$ كانت قيمة زمن الاسترخاء الطولي $T_l=0.20\,s$ فكم من الوقت سيســتغرق التــوزع الســكاني الأساســي المتكافئ للحالات السبينية للنوى ^1H، كي تصل إلى 95% من التوازن؟ وما الذي ســيحدث إذا تم إلغاء الحقل عند هذه النقطة؟

الحل:

وجدنا في المثال السابق أن الحالة النهائية للتوزيع السكاني المتــوازن للحالــة $m=+\frac{1}{2}$ سوف تكون 0.50001، وعند95% من التوازن يكون :

$$P_{eq}-P_t=0.05(P_{eq}-P_0)$$

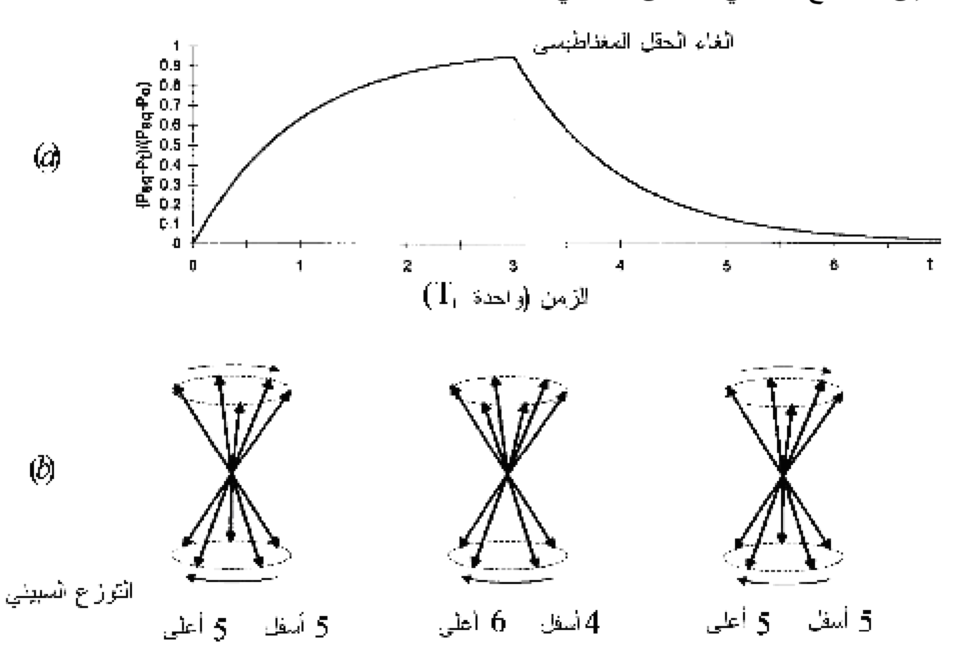
ومن ثم نكتب العلاقة

$$\frac{P_{eq}-P_t}{P_{eq}-P_0}=\frac{0.05(P_{eq}-P_0)}{P_{eq}-P_0}=Exp(-\frac{t}{T_l})=0.05$$

والآن نحل المعادلة $Exp(-\frac{t}{T_l})=0.05$ لإيجاد قيمة t فنجد $t=-3T_l$ وبـــالتعويض بقيمة T_l نجد $t=3\times 0.20=0.6s$.

عندما تصبح شدة الحقل المغناطيسي مساوية للصفر فإن مجموع النوى سـوف يتخامـد بشكل أسي كي يعطي التوزيع السكاني الأساسي المتكافئ للحالات السبينية عند حالـة تـتحكم بها قيمة T_1 نفسها.

نلاحظ في الشكل(22) ما نعنيه في المثال السابق، حيث تشير الأسهم فـي التخطيطـات الثلاثة أسفل الشكل إلى التوزيع السكاني للترنحات المنفصلة للعزوم المغناطيسية للنوى ^1H ، إما إلى الأعلى وإما إلى الأسفل. أي توجد أساساً أعداداً متكافئة من النوى فـي كـل حالـة سبينية، ولكن عند التوازن في الحقل المغناطيسي نجد زيادة قدرها 20ppm (20 جزء مـن بالمليون) في السبينات نحو الأعلى، وعندما يتم إلغاء الحقل المغناطيسي يتخامـد المجمـوع عائداً إلى التوزيع السكاني المكافئ الأصلي.



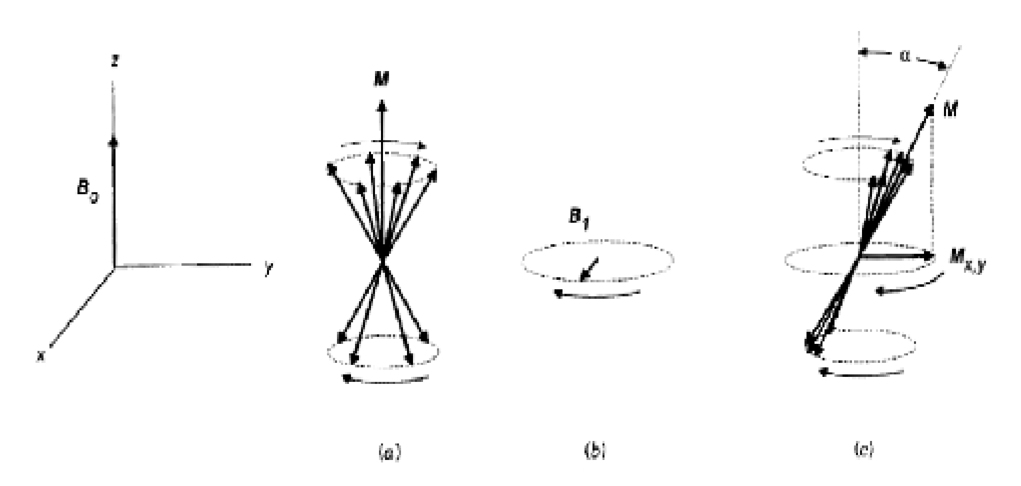
الشكل(22) a: مخطط بياني يبين اقتراب مجموعة النوى من التوازن عند تطبيق الحقل المغناطيسي $t = 0,......3T_1$ **ثم يتم إزالته b:مخطط تصويري للتوزيعات السبينية عند** $t = 0,......3T_1$.

بفرض أن هناك طريقة لتوليد حقل مغناطيسي آخر معامـد للحقـل المغناطيسـي B. إن الحقل الجديد B_1 سوف يكون أضعف بكثير من الحقل B وسوف يترنح في المسـتوي x,y، وسوف يهتز عند التواتر نفسه تماماً مثل العزوم النووية المغناطيسية (انظـر الشـكل 23b).

يحدث شيء غريب عندما يبدأ إصدار الإشعاع بواسطة الحقل B_1 ؛ ســوف تصــبح جميــع العزوم النووية المغناطيسية مرتبطة طورياً. أي أنها سوف تتجمع تابعة العــزم المغناطيســي المهتز وتشكل حزمة ترنح (انظر الشكل 23c). يتطلب هذا الارتباط الطوري أن يكــون M بعيداً عن المحور Z ، ويترنح حوله بتردد لارمور. تملك M مركبة في المستوي x,y هــي $(M_{x,y})$ تهتز هذه المركبة بالتواتر نفسه وتعطى العلاقة بين الزاوية a التي تصــنعها M مع المحور Z بالشكل:

$$M_{x,y} = M \sin a \qquad (32)$$

وأخيراً تصدر إشارة الــ NMR من اهتزاز $M_{x,y}$. نشير هنا إلى نوع آخر من عمليات الاسترخاء تتم بعد أن تتوقف عملية إصدار الاشعاع ويختفي الحقل B_1 ، لا يرتــد التوزيــع السكاني للحالات $m=+\frac{1}{2}$ و $m=-\frac{1}{2}$ إلى توزيع بولتزمان فقط، وإنمــا تبــدأ العــزوم المغناطيسية النووية بفقدان الترابط الطوري وتعود إلى ترتيبها العشــوائي حــول Z (انظــر الشكل 23a). تدعى هذه العملية الاسترخاء سبين-سبين (أو الاسترخاء المستعرض) ويســبب تخامد المركبة $M_{x,y}$ بمعدل يتعلق بزمن التخامد سبين-سبين T_2 ويكون T_2 أقصر بكثيــر من T_1 لأن التخامد سبين-سبين أسرع بكثير من التخامد سبين-شبكة (توزع بولتزمان).



الشكل(23) الترنح الجماعي للنوى $j=\frac{1}{2}$ حول الحقل الخارجي B_1 ، M هنا هي فقط المغناطيسية النووية، شعاع مجموع كل العزوم المغناطيسية النووية.

(a)قبل إصدار الاشعاع من B_1 . (b)اتجاه الحقل المغناطيسي الدائر B_1 . (c)أثناء إصدار الاشعاع.

5.6 - استخدام النظائر المشعة في الطب

تستخدم النظائر المشعة بكثرة في الطب لأهداف علاجية وتشخيصية ودراسية. وكانت أولى استخدامات النظائر المشعة في دراسات حركية في الجسم الكائن الحي و في علم الدم وفي علم العقاقير كامتصاص الأدوية وطرحها وتوزعها في مختلف أنحاء العضوية الحية وتفاعل الأدوية فيما يتعلق بامتصاصها. كما تستخدم النظائر المشعة في تصوير الإشعاع الذاتي الذي يقوم على تتبع الانقسام الخلوي وذلك باستخدام طلائع موسومة بالكربون ^{14}C أو بالتريتيوم ^{3}H. كما تستخدم النظائر المشعة في التصوير الومضاني الذي يقابل التصوير الشعاعي التقليدي بالأشعة السينية ولكنه يتميز عنه بثلاث مزايا خاصة، يمكن أن تكون مهمة سريرياً إذا تمكنا من كيفية استغلالها وهي:

1ـ النوعية في وسم أحد عناصر التقفي لعضو أو نسيج سليم أو خبيث بصورة اصطفائية كاليود في الغدة الدرقية وفوسفونات التكنيسيوم في النسيج العظمي والثاليوم في احتشاءات العضلة القلبية والأضاد وحيدة النسيلة الموسومة في السرطانات والنقائل.

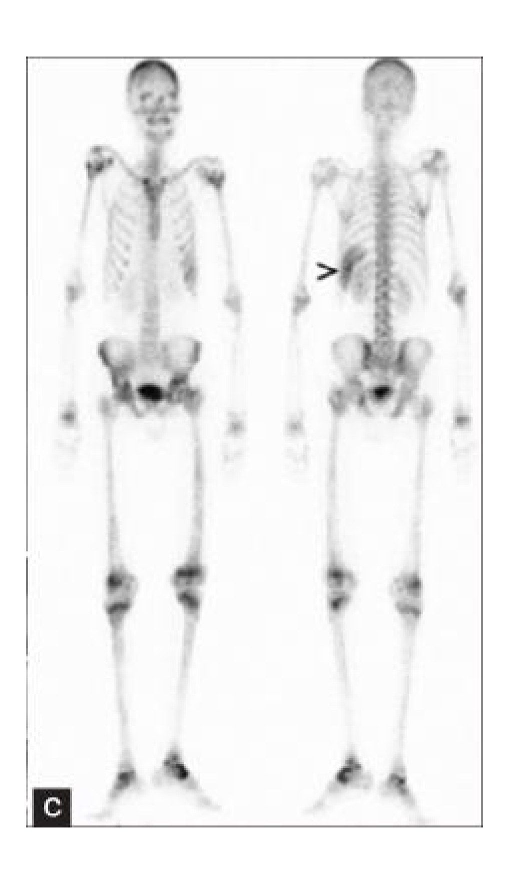
2. الطابع الكمي الذي يسمح بقياس تراكم عنصر التقفي في موقع أو آخر وذلك بإجراء حسابات معقدة أحياناً يمكن أن يكون لها قيمة علاجية.

3. الطبيعة الدينامية، حيث يسمح الكاشف (يتكون من كاميرا ومضانية مقترنة بأجهزة حاسوبية مناسبة) بقياس تطور تثبيت عنصر التقفي واختفائه في كل من قطاعات الكشف الفراغية بدلالة الزمن. تدخل النظائر المشعة أيضاً في دراسات المناعة الشعاعية وهي طريقة منافسة لتقدير جرعات الكميات الضئيلة من المواد التي لا يمكن معها استخدام الطرق الكيميائية التقليدية تقديراً دقيقاً. فالنظير هنا ليس إلا عنصر التقفي للمستضد أو للضد ولا تشكل الجرعات الصغيرة أي خطر على الأشخاص أو على الوسط المحيط. وقد تطورت كذلك تقانات أخرى تستخدم النظائر المشعة (مثل الكوبالت والراديوم والسيزيوم والفوسفور واليود والإيريديوم والذهب) للأهداف العلاجية، فالنظير المشع للكوبالت يستخدم عند معالجة الخراجات الخبيثة كمصدر لإشعاعات غاما. كما يستخدم الكوبالت المشع في المعالجة الداخلية حيث تغرز إبرة تحوي رأساً رفيعاً من الكوبالت المشع في أنسجة الجسم، كما تستخدم في المعالجات الطبية النظائر المشعة (الفوسفور لمعالجة أمراض الدم، واليود لمعالجة الغدة الدرقية)، حيث يعتمد الأثر العلاجي لهذه النظائر على تركُز هذه المواد في أعضاء ونسج

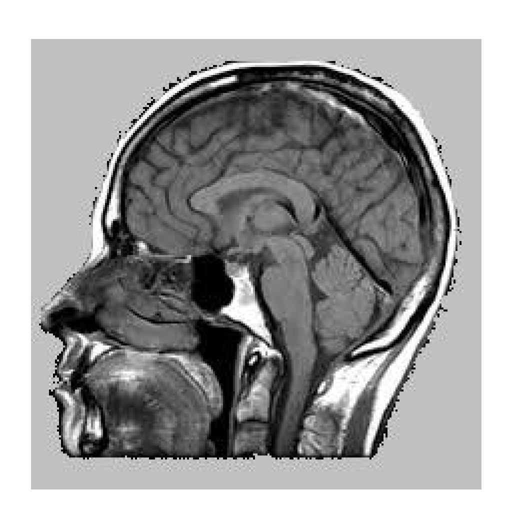
محددة مؤثرة بإشعاعاتها على النسج المحيطة بها فمثلاً يتركز الفسفور الفعّال في المادة الصلدة من العظام القصبية ويتفكك كما يلي:

$$^{32}_{15}P \rightarrow ^{32}_{16}S + ^{0}_{-1}e + \bar{v}$$

لذلك فهو يقذف النخاع العظمي الموجود في قناة العظم بالالكترونات مما يؤدي إلى تنظيم الخلل الحاصل في أثناء إنتاج الدم. أما اليود المشع ^{131}I فيتجمع في الغدة الدرقية حيث يتفكك قاذفاً الأجزاء الداخلية لها بجسيمات b^- الناتجة عن تفككه بطاقة قدرها $606keV$ ويستخدم اليود المشع بكثرة كمادة تشخيصية لأمراض الغدة الدرقية ولأورام الدماغ ويُعطي إضافة إلى إشعاعات b^- فوتونات غاما بطاقة قدرها $364keV$ لذلك تستطيع هذه الفوتونات أن تنفذ إلى خارج الجسم وبالتالي استكشافه.



الشكل(24) صورة باستخدام كاميرا جاما لرجل عمره 25 عاماً



شكل(25) صورة للرأس باستخدام تقنية *NMR*

1.5.6 - عناصر التقفي (الاقتفاء) الإشعاعية Radioactive tracers

يطلق اسم عناصر التقفي الإشعاعية أو الاستشفاء الإشعاعية على النوى المشعة التي تَسِمُ جزيئاً نوعياً، والتي يستدل على توزعها في عضو ما أو نسيج بالإشعاعات التي تصدر عنها. يجب أن يتمتع عنصر التقفي الإشعاعي في الجسم الحي ببعض الخصائص المهمة وهي:

1ـــ أن يكون صالحاً من وجهة النظر الفيزلوجية، أي يَسِمُ نوعاً خلوياً بشكل اصطفائي أو يتثبت على بنية يراد إظهارها أو يتوزع في مواصفة فيزيولوجية يطلب قياسها كـــاليود مـــثلاً الذي يستخدم في فحص وعلاج الغدة الدرقية.

2ـــ أن يكون قادراً على الاقتران بجزيءٍ ، دون أن يغير من صفات ذلك الجزيء.

3. مصدراً لفوتونات جاما لأنها الوحيدة التي يمكن استكشافها من خارج الجسم البشري.

4. أن تكون طاقة الفوتونات التي يصدرها تتراوح بـــين 100 إلـــى $400 \quad keV$ وقابلـــة للكشف باستخدام كاميرا غاماوية. فإذا كانت طاقة الفوتونات ضعيفة جداً يمتص أغلبهـــا فـــي النسج الرخوة والجلد. وإذا كانت عالية جداً في هذه الحالة يعبر أغلبها الكاشف دون الـــتمكن

من كشفه. إن العنصر المشع الأكثر استخداماً في مجال الطب النووي هو التكنيسيوم ^{99m}Tc والذي يصدر عنه إشعاع غاما بطاقة قدرها $140keV$.

5. أن يكون دور العنصر المشع قصيراً، فكلما قصر كان عدد الإصدارات التي يسجلها الكاشف أكبر مما يسمح بالحصول على صور أفضل وبتشعيع أقل نظراً لسرعة اختفاء الذرات المشعة بعد إجراء الفحص مثل التكنيسيوم ^{99m}Tc الذي يُقدر عمر النصف له بست ساعات.

2.5.6 - الدور الحيوي والدور الفعلي

Biological period and effective period

يتفكك عنصر الاقتفاء الإشعاعي داخل الكائن الحي وفق آليتين هما:

1. فيزيائية وتتميز بالدور الفيزيائي T_{phy} وهو عبارة عن دور العنصر المشع.

2. بيولوجية وتتميز بالدور الحيوي T_{bio} وهو عبارة عن الزمن اللازم لطرح نصف كمية العنصر المشع الممتصة من قبل الجسم خارجاً.

لذلك يمكن أن يختفي عنصر التقفي من العضوية إما بالتفكك الذي يرتبط بالدور الفيزيائي T_{phy} أو بطرحه خارجاً. وترتبط العملية الأخيرة بطبيعة المتجهة الكيميائية ووظائف العضوية الحيوية كشدة الاستقلاب أو الطرح وتتميز بالدور الحيوي T_{bio} للمتجه المفروض في العضوية المفروضة لذلك ينجم تغير في معدلات العد التي يسجلها الكاشف. بناءً على ذلك اُعتمِد على تعريف دور ثالث للعنصر المشع ودعي بالدور الفعلي T_{eff} حيث يرتبط مع كل من الدورين الفيزيائي والحيوي بالعلاقة التالية:

$$T_{eff} = \frac{T_{phy} \times T_{bio}}{T_{phy} + T_{bio}}$$

والدور الفعلي هو أصغر من الدورين الفيزيائي والحيوي.

مسائل الفصل السادس

1– ما هو سبب مفعول دوبلر في النواة؟ وكيف يبدو تأثير هذا التعريض في القياس؟ وكيف يمكن التخفيف من هذا التأثير ؟

2– احسب مستعيناً بالشكل (13) نسبة عرض الخط الطيفي للحالة $\frac{3}{2}^{-}$ ؟

3– احسب مستعيناً بالشكل (13) طاقة الارتداد لنواة الحديد Fe^{57} ؟

4– احسب عرض منتصف القيمة العظمى لعنصر الإرديوم إذا علمت أن عمر الحالة المتهيجة في عنصر الإرديوم هي T= 0.14 sec ؟

5– احسب تردد الترنح لنواة B^{10} في حقل مغناطيسي شدته 5.87 T ؟

6– ماهي قيمة شدة الحقل المغناطيسي من أجل النوى ^{1}H (بروتونات) والتي تترنح بتردد مقداره 300MHz؟

الفصل السابع

مخاطر الإشعاع النووي والوقاية منه

1.7ـ مقدمة:

يسبب النشاط الإشعاعي الطبيعي للنظائر المشعة و الإشعاع النووي أذى للكائنات الحية. تراوحت الحالات بين أضرار بسيطة تلحق بالجلد وأورام سرطانية تنشأ في عظام العاملين في مناجم الفحم وكذلك العاملين في مختلف ميادين علوم الإشعاع حيث يتم تعرضهم إلى جرعات عالية من الإشعاع. وفي أوائل عام 1920، بذلت جهود منظمة لوضع إجراءات سلامة آمنة للتعامل مع أشعة X وأملاح الراديوم واتخاذ الاجراءات الضرورية كافة لتخفيض التعرض الإشعاعي. تمَّ بعد ذلك تحديد أقصى جرعة للإشعاع يسمح التعرض لها بحيث ساهم ذلك في تقليل الإصابات الإشعاعية. ومع ذلك فقد كان العلماء يعتقدون حتى بداية العام عند التعامل مع المواد المشعة والعمل في أجهزتها مثل بناء مفاعل نووي أو مسرع للجسيمات ينبغي أخذ الاحتياطات اللازمة والصارمة لحماية العاملين في هذه المنشآت. ويتم ذلك بطرق مختلفة للوقاية من الإشعاع. وقد أثمرت الطرق المتبعة في جعل الإصابات بالإشعاع نادرة الحدوث بالرغم من اتساع استخدام المفاعلات النووية للحصول على الطاقة وعمليات تصنيع وإعادة معالجة الوقود النووي. وتم وضع القواعد لحماية العاملين في العلوم الصحية والذين يستخدمون مختلف تقنيات التصوير وعناصر التقفي في عملهم.

للوقاية من الإشعاع لا بد من التعرف على مصدره وشدته؛ وسنتناول فيما يلي مصادر ومخاطر الإشعاع .

2.7ـ مصادر الإشعاع Radiation Sources

يوجد العديد من مصادر الإشعاع المختلفة التي يمكن أن يتعرض لها الإنسان والتي يمكن أن تصنف كما يلي:

1.2.7-الإشعاع الخارجي

ويشمل القسمين التاليين:

أ ــ الإشعاع الكوني Cosmic- Rays

يأتي هذا الإشعاع من الفضاء الخارجي من مصادر لا زالت مجهولة نسبياً حتى الآن. ويتكون هذا الإشعاع من جسيمات مشحونة مثل البروتونات وجسيمات α وبعض النوى الثقيلة

التي تتحرك بطاقات عالية جداً. كما تأتي الكترونات وفوتونات ونيوترينات (جمع نيوترينـــو). وتنطلق هذه الجسيمات من الشمس بطاقة تتراوح بين 1 و 200MeV بينمـــا تنطلـــق بعـــض مركبات الإشعاع الكوني الأخرى من المجرات بطاقات تصل إلى 10^{13}MeV.

وعندما تقترب الأشعة الكونية من الأرض فإنها تتبادل التأثير مع المجال المغناطيسي غير المنتظم للأرض الذي يعمل على حرفها بعيداً عن سطح الأرض.

وتتغير كمية الإشعاع التي تصل إلى الأرض بتغير الارتفاع عن سطح الأرض؛ ولهـــذا تتعرض الرحلات الجوية عالية الارتفاع إلى نسبة أعلى من الإشعاع مقارنة مـــع الـــرحلات الجوية العادية. ويمتص الغلاف الجوي بعضاً من البروتونات بينمـــا يقـــوم الـــبعض الآخـــر بتفاعلات مع هذا الغلاف.

ب ــ الإشعاع الأرضي Terrestrial Radiation

ويشمل هذا العناصر المشعة الموجودة في الطبيعة. ويوجد حوالي 70 عنصراً منها حيث تتواجد في مناجم اليورانيوم والثوريوم والراديوم.

كما وينطلق غاز الرادون المشع في مناجم الفحم وغيرها. وتعتمد جرعة الإشـــعاع هنـــا على نظام التهوية وهندسة الأبنية. وتتوزع هذه النظائر المشعة في قشرة الأرض ومـــن ثـــم تشكل هذه مصدراً للطاقة الجيولوجية استطاعته (قدرته) حوالي $65mW/m^2$.

2.2.7 ــ **الإشعاع الداخلي** Internal Radiation

ويتمثل هذا الإشعاع في النظائر المشعة الموجودة في المواد التي يتكون منها جسم الإنسان مثل البوتاسيوم الذي يحوي على البوتاسيوم 40 المشع والكربون الذي يشمل على الكربـــون 14 المشع.

كما ويوجد هناك إشعاع داخلي ينتج عن مواد مشعة يأخذها الإنسان كجزء من العلاج أو التشخيص الطبيين باستخدام المواد المشعة.

3.2.7 - **الإشعاع الصنعي** Artificial Radiation

ويقسم الإشعاع الصنعي إلى الأقسام التالية:

أ ــ الإشعاعات الطبية: حيث تعطي هذه الإشعاعات أعلى معدل للإشعاع يتعـــرض لـــه الإنسان عن طريق الاستخدامات الطبية والتي تتمثل فـــي التشـــخيص الإشـــعاعي والعـــلاج بالأشعة.

ب ـ الغبار النووي الناتج عن التفجيرات النووية: وتمثل هذه المخلفات الناتجة عن التفجيرات النووية منذ قنبلتي هيروشيما ونجازاكي. كما وتنتج الكثير من هذه المخلفات من التجارب النووية التي تجريها الكثير من الدول لتحسين ترسانتها النووية، وتنطلق إلى الغلاف الجوي نظائر كثيرة ناتجة عن هذه التفجيرات مثل ^{90}Sr، ^{137}Cs، ^{14}C وغيرها.

ج ـ الإشعاع الناتج عن استخدام الإنسان: حيث يأتي هذا الإشعاع من استخدام المصادر المشعة في الصناعة ومن المفاعلات النووية المستخدمة لتوليد الطاقة النووية.

3.7 ـ التأثيرات الحيوية للإشعاع Biological Effect of Radiation

لا يختلف تأثير المادة المشعة على جسم الإنسان سواءً أكانت هذه المادة داخل الجسم أم خارجه إلا من خلال الاختلاف في توزيع الجرعة الإشعاعية. وتنتج هذه الاختلافات عن عاملين رئيسين:

أ ـ ميل بعض العناصر الكيميائية إلى التمركز في أنواع معينة من الخلايا أو الأنسجة. فمثلاً يميل البلوتونيوم والسترنشيوم إلى الاستقرار في العظام، بينما يميل اليود إلى الاستقرار في الغدة الدرقية.

ب ـ إضعاف الإشعاع الخارجي عند اختراقه للأعماق المختلفة في جسم الإنسان. وعندما تدخل المادة المشعة إلى جسم الإنسان فإن الإشعاع الناتج سيحدث أضراراً للأنسجة أكبر من تلك التي ينتجها الإشعاع الناتج عن مصدر خارجي. حيث نجد هنا أن التعرض للإشعاع عملية تتحكم فيها كمية المادة المشعة التي ترتبط بمعدل تفكك العنصر واستخراجه الحيوي. كما وأن النسيج المعرض للإشعاع، في هذه الحالة، لا يفصله عنه حاجز أو درع Shield. ففي حالة جسيمات α، β المنخفضة الطاقة، والقادمة من مصدر خارجي، لا تتمكنان من اختراق الجلد للوصول إلى النسيج الحساس.

وعند تعرض المادة للإشعاع فإنها تتأين أو تثار. وينتج عن هذا التأين أو الإثارة تغيرات كيميائية في المادة. فإذا كانت هذه المادة هي مادة حية كجسم الإنسان مثلاً فإن ذلك ينتج عنه أضرار وجراح إشعاعية متفاوتة. وسنفرق فيما يلي بين نوعين من التعرضات الإشعاعية.

1.3.7ـ التعرض الحاد Acute Exposure

وهنا فإن الإنسان يتعرض إلى جرعة عالية من الإشعاع خلال فترة زمنية

قصيرة. وتنتج هذه الجرعة عن إهمال بشري أو حوادث عارضة أو تنتج عند وقوع حرب نووية.

2.3.7 ــ التعرض المزمن Chronic Exposure

وتعبر هذه الحالة عن تعرض الإنسان اليومي والمتتالي لجرعات إشعاعية منخفضة كتلك التي يتعرض لها العاملون في المفاعلات النووية والمسرعات. وبصورة عامة ولنفس الجرعة الإشعاعية الكلية المعرض لها الإنسان فإن خطر التعرض المزمن للإشعاع أقل من نظيره المتمثل في التعرض الحاد له. ومن ثم فإن جرعة إشعاعية معادلة للكلية والتي تؤثر على الإنسان لعدة ثواني ستسبب أخطاراً؛ بينما لا تمثل الجرعة الكلية تأثيرات تذكر إذا تعرض لها الإنسان خلال فترة طويلة أو لعدة سنوات.

وسنتعرف فيما يلي على الوحدات المستخدمة لقياس كمية الإشعاع والجرعات الإشعاعية.

4.7ــ كثافة تدفق الإشعاع (معدل سيولة الإشعاع):

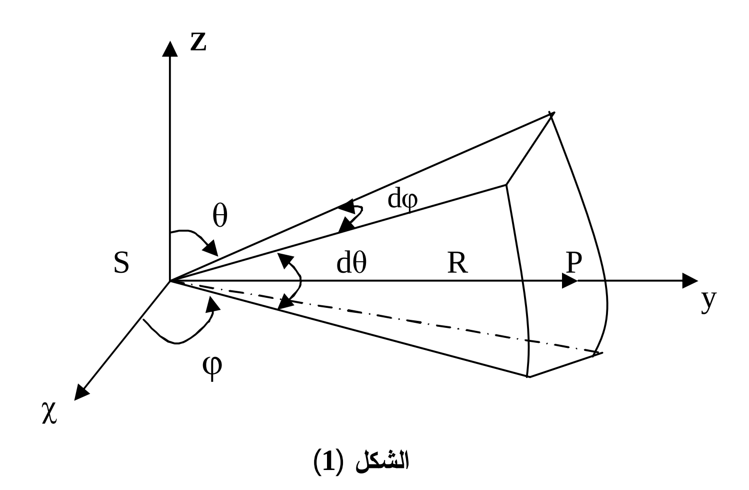
Radiation Flux Density (Fluidity Rate)

كثافة التدفق للجسيمات النووية أو الإشعاعات عند نقطة ما هي عبارة عن عدد الجسيمات المارة خلال مساحة قدرها $1\ cm^2$ (أو خلال وحدة المساحة) في الثانية عند هذه النقطة. ويمكن حساب كثافة التدفق للمصادر المشعة ذات الأشكال المختلفة. فإذا كان حجم المصدر صغيراً بالنسبة للمسافة حتى النقطة المطلوب تحديد كثافة التدفق عندها فيمكن اعتبار هذا المصدر نقطياً. ويوضح الشكل (1) كيفية حساب كثافة التدفق الناتج عن مصدر نقطي عند نقطة ما P تبعد مسافة R عن مركز المصدر S بحيث تكون المسافة R أكبر بكثير من نصف قطر المصدر. فكثافة التدفق ϕ تكتب كما يلي:

$$f = \frac{I}{A}$$

حيث I شدة المصدر مقاسة بوحدة Particles/s و A مساحة سطح الكرة التي يكون المصدر S في مركزها ونصف قطرها R. وحيث إن مساحة الكرة التي نصف قطرها R هي $4\pi R^2$ فتعطى كثافة التدفق كما يلي:

$$f = \frac{I}{4pR^2} \qquad Particles / s.cm^2$$



الشكل (1)

أي أن كثافة التدفق عند نقطة معينة تتناسب طرداً مع شدة المصدر I وعكساً مع مربع المسافة عن النقطة المدروسة. ويطلق على كثافة التدفق، حسب الوحدات الدولية S.I، معدل سيولة الجسيمات.

وتُعرفُ العلاقة الأخيرة بقانون التربيع العكسي لكثافة التدفق. وفي كثير من الأحيان يصدر المصدر أنواعاً مختلفة من الإشعاعات أو إشعاعات من النوع نفسه ولكن بطاقات مختلفة. عندئذ يجب تحديد كثافة تدفق الإشعاعات للأنواع المختلفة. ويستخدم أحياناً مصطلح كثافة تدفق الطاقة Energy Flux Density. وتعرَّف كثافة تدفق الطاقة على أنها كمية الطاقة المارة خلال وحدة المساحة في الثانية عند نقطة معينة. ولتحديد كثافة تدفق الطاقة فإنه يجب معرفة كثافة تدفق الإشعاعات وطاقتها. فإذا كانت لهذه الإشعاعات الطاقة E نفسها فتكون كثافة تدفق الطاقة تساوي:

$$D = E\,\phi$$

أما عند اختلاف طاقة الجسيمات فإنه يمكن تحديد كثافة تدفق الطاقة كما يلي:

$$D = \int_{0}^{E_{max}} f\, dE$$

وعند استخدام الوحدات الدولية SI يطلق على كثافة تدفق الطاقة: معدل سيولة الطاقة.

5.7ــ التعرض: Exposure

عندما تتعرض الخلايا الحية للإشعاعات المؤينة تمتص هذه الخلايا جزءاً من الطاقة التي تحملها هذه الإشعاعات وربما الطاقة كلها. وهذه الطاقة الممتصة داخل الخلايا هي التي تؤدي إلى تلفها.

وتعرف كمية الإشعاعات التي يتعرض لها جسم الكائن الحي بالتعرض Exposure. أما كمية الطاقة التي امتصها الجسم الحي من هذه الإشعاعات فتعرف باسم الجرعة الممتصة Absorbed Dose.

وأنسب طريقة لقياس كمية الإشعاعات التي يتعرض لها جسم الكائن الحي (أي التعرض) هي قياس الشحنة الكهربائية الناتجة عن تأين الهواء لذا فقد اتفق على اعتبار أن التعرض هو عبارة عن كمية التأين الناتجة عن أشعة X أو إشعاعات جاما في وحدة الحجوم من الهواء الجاف عند الشروط الجوية النظامية (أي عند درجة حرارة °c 0 وعند ضغط جوي مقداره 760mmHg).

ويقاس التعرض بوحدة تعرف بالرونتجن Roentgen. وتستخدم هذه الوحدة لقياس التعرض الناتج عن الأشعة السينية أو إشعاعات جاما ذات الطاقة المنخفضة، أي حتى 3MeV. وقد تم تعريف الرونتجن في أول الأمر بأنه كمية الأشعة السينية (أي التعرض) التي تؤدي إلى إنتاج شحنة كهربائية (سالبة أو موجبة) مقدارها وحدة واحدة كهروستاتيكية 1esu في 1 سم^3 من الهواء الجاف عند الشروط النظامية، أي أن:

$$1R = 1\ esu/\ cm^3\ air$$

وحيث أن كثافة الهواء عند الشروط النظامية هي $0.001293\ g/cm^3$ وأن الوحدة الكهروستاتيكية مرتبطة بالكولون C بالعلاقة:

$$1C = 3 \times 10^9\ esu$$

فإن تعريف الرونتجن يصبح وحسب النظام S.I كما يلي:

$$1\ R = 1/[\ (0.001293)\ .\ (3 \times 10^9)] = 2.58 \times 10^{-7}\ C/g$$

أي أن الرونتجن هو التعرض الذي يؤدي إلى إنتاج شحنة كهربائية مقدارها 2.58×10^{-4} كولون في 1kg من الهواء الجاف عند الشروط النظامية. وحيث أن شحنة الالكترون أو الأيون تساوي $1.6 \times 10^{-19}C$ فيعنى هذا أن 1R يولّد عدداً من الأزواج الكترون ــ أيون يساوي:

$$2.58 \times 10^{-4} / 1.6 \times 10^{-19} = 1.61 \times 10^{15} \text{ Pairs/ kg}$$

أي: $10^{15} \times 1.61$ زوجاً لكل كيلو جرام من الهواء الجاف والشروط النظامية.

وحيث إن الطاقة اللازمة لإنتاج زوج الكترون ــ أيون واحد في الهواء الجاف هــي 34eV، أي:

$$34 \times 1.6 \times 10^{-19} = 5.44 \times 10^{-18} \text{ J}$$

فتكون الطاقة الممتصة في 1kg من الهواء الجاف نتيجة للتعرض بمقدار 1R تساوي:

$$1.61 \times 10^{15} \times 5.44 \times 10^{-18} = 8.76 \times 10^{-3} \text{ J/kg air}$$
$$= 0.00876 \text{ J/kg air}$$

وعلى الرغم من أن وحدة الرونتجن مازالت مستخدمة في بعــض الأحيــان إلا أن هــذه الوحدة ليست كافية لأنها تطبق فقط على الإشــعاعات الســينية وأشــعة جامــا ذات الطاقــة المنخفضة عند مرورها في الهواء الجاف. ولما كان الهدف الرئيس هو وقاية جسم الإنســان والكائنات الحية الأخرى من الإشعاعات المؤينة، ونظراً لاختلاف امتصاص الطاقة في أنسجة الجسم عنه في الهواء فإنه يجب إيجاد وحدة أخرى تنطبق على أنسجة الجسم. وقــد وجــد أن الطاقة الممتصة في الجسم البشري والناتجة عن تعرض مقداره 1R هي 0.0096 J/kg.

لذا فقد تمَّ إدخال مفهوم آخر يعرف بجرعة الإشعاعات الممتصة.

6.7ــ الجرعة الإشعاعية الممتصة Radiation Absorbed Dose

الجرعة الممتصة هي عبارة عن كمية الطاقة التي تنتقل من الإشعاعات للجســم المعــين، ويستخدم هذه الإصطلاح لجميع أنواع الإشعاعات ولجميع الأجسام والمواد، ولقد اســتخدمت في أول الأمر وحدة تُعرف بالرّاد (rad) لقياس الجرعة الممتصة في المادة.

أــ الراد Rad:

عبارة عن انتقال كمية من الطاقة مقدارها 100 ergs لكل جرام من المادة الممتصة عند مرور الإشعاعات فيها، أي أن:

$$1 \text{ rad} = 100 \text{ ergs/g}$$

وحيث إن: $1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$ فإن:

$$1 \text{ rad} = 100 \times 10^{-7} / 10^{-3} \text{ J/kg}$$
$$= 0.01 \text{ J/kg}$$

ب ـ الجراي Gray:

طبقاً لنظام الوحدات العيارية الدولية SI فقد استخدمت وحـــدة جديـــدة لقيـــاس الجرعـــة الممتصة هي الجراي Gray نسبة إلى ا لفيزيائي جراي Gray الذي كـــان أوّل مـــن أوجـــد الطرق العملية الدقيقة لقياس الجرعة الممتصة. والجراي هي الجرعة من الطاقـــة الممتصـــة مقدارها 1J لكل كيلو جرام من المادة، أي أن: 1 Gy = 1 J/kg = 100 rad

7.7 ـ **التكافؤ بين الرونتجن والراد:**

نشير إلى أنه في معظم الأحيان يتم تدريج أجهزة قياس الجرعات بوحدات الرونتجن وذلك بغرض قياس التعرض. كذلك يُلاحظ أن العديد من جداول الجرعـــات موضـــوعة بوحـــدات الراد. لذلك يجب معرفة علاقة التكافؤ بين هاتين الوحدتين لإجراء التحويلات اللازمـــة مـــن قراءة الجهاز بالرونتجن إلى قيمة الجرعة الممتصة بالراد أو الجراي.

لقد بينا سابقاً أن تعرضاً مقداره 1R يكافئ جرعة ممتصة مقـــدارها 0.00876J/kgair أو يكافئ 0.0096 جول لكل كيلو جرام من جسم الإنسان ولما كان:

$$1 \text{ rad} = 0.01 \text{ J/kg}$$

فإن: 1R في الهواء يكافئ 0.00876 Gy = 0.876 rad و 1R في جسم الإنســـان يكـــافئ 0.0096 Gy = 0.96 rad

وتبين العلاقة الأخيرة أن تعرضاً مقداره 1R يكافئ بالنسبة لجسم الإنســـان 1rad تقريبـــاً. ولكن يجب أن يؤخذ بعين الاعتبار أن الرونتجن قد عُرِّف أساساً للإشعاعات السينية وأشـــعة جاما، أما الراد فيشمل جميع أنواع الإشعاعات.

8.7 ـ **التأثير البيولوجي داخل جسم الإنسان:**

Biological Effects Inside Human Body

يختلف التأثير البيولوجي في جسم الإنسان والناتج عن الجرعـــة نفســـها بـــاختلاف نـــوع الإشعاعات. فمثلاً يلاحظ أن التأثير البيولوجي الناتج عن جرعـــة مقـــدارها 1Gy (100rad) من النيوترونات السريعة أكبر بمقدار عشر مرات من التأثير الناتج عن الجرعة نفســـها مـــن الإشعاعات السينية. لذا فإنه يجب معرفة ما يسمى بالتأثير البيولوجي النسبي RBE.

1.8.7 ـ **التأثير البيولوجي النسبي:** Relative Biological Effect (RBE)

RBE هوعبارة عن نسبة الجرعة الممتصة من إشعاعات جاما عند طاقـــة معينـــة إلـــى الجرعة الممتصة من أي نوع آخر من الإشعاعات بحيث يكون التـــأثير البيولـــوجي عنهمـــا

واحداً. فمثلاً إذا كان التأثير الناتج عن جرعة مقدارها 0.2Gy (20rad) من النيوترونات البطيئة يعادل تماماً التأثير الناتج عن جرعة قدرها 1Gy (100 rad) من إشعاعات جاما عند طاقة معينة تكون قيمة الأثر البيولوجي النسبي RBE تساوي:

$$RBE = \frac{1}{0.2} = 5$$

أي أن تأثير النيوترونات البطيئة أقوى خمس مرات من تأثير إشعاعات جاما.

ويختلف RBE للإشعاعات باختلاف طاقاتها وباختلاف نوع ودرجة التلف البيولوجي الناتج عنها وكذلك باختلاف نوع النسيج والعضو. لذا فإنه لأغراض الوقاية الإشعاعية استخدمت كمية أخرى تعرف باسم معامل النوعية Q بدلاً من الأثر البيولوجي النسبي والذي تم استبداله أيضاً.

2.8.7 ـ العامل الوزني للإشعاع: Radiation Weighting Factor

أوصت اللجنة الدولية للوقاية من الإشعاع، في نشرتها الصادرة في كانون الثاني 1991 م، باستخدام مصطلح العامل الوزني للإشعاع W_R أو عامل الإشعاع المرجح بدلاً من معامل النوعية Q المستخدم سابقاً، حيث يمثل معامل النوعية متوسط التأثيرات البيولوجية النسبية على الجسم كله عندما تؤثر الإشعاعات في نقط محددة من كلّ عضو أو نسيج. أما العامل الوزني للإشعاع فقد أخذ في الحسبان الجرعة الممتصة في كامل العضو أو النسيج. ويبين الجدول (1) قيم العامل الوزني للإشعاع W_R للإشعاعات عند الطاقات المختلفة.

جدول (1): قيم العامل الوزني للإشعاع W_R للإشعاعات والطاقات المختلفة

الإشعاعات وطاقاتها	قيمة العامل W_R
الأشعة السينية وإشعاعات جاما (جميع الطاقات)	1
الالكترونات والميونات (جميع الطاقات)	1
النيوترونات:	
ـ نيوترونات بطاقة أقل من 10keV	5

10	ـــ نيوترونات بطاقة من 10 إلى 100 keV
20	ـــ نيوترونات بطاقة من 100 إلى 2000 keV
10	ـــ نيوترونات بطاقة من 2 إلى 20MeV
5	ـــ نيوترونات بطاقة أكبر من 20MeV
10	البروتونات (غير المرتدة) بطاقة حتى 2MeV
20	جسيمات ألفا وشظايا انشطار نووي ثقيلة

3.8.7 ـــ الجرعة المكافئة للعضو أو النسيج: Equivalent Dose H_T

مع استخدام العامل الوزني W_R بدلاً من معامل النوعية Q، أوصت اللجنة الدولية للوقاية الإشعاعية باستخدام مصطلح الجرعة المكافئة للعضو أو النسيج بدلاً من مكافئ الجرعة للإنسان المستخدم سابقاً.

وتحدد الجرعة المكافئة H_T لعضو أو نسيج من أنسجة الجسم البشري بوساطة العلاقة التالية:

$$H_T = \sum_R W_R \; D_{TR} \tag{1}$$

حيث D_{TR} الجرعة الممتصة من نوع معين R من الإشعاعات في نسيج أو عضو معين T. ويتم جمع الجرعات المكافئة في النسيج المعين من الإشعاعات المختلفة للحصول على الجرعة المكافئة الكلية في النسيج.

4.8.7 ـــ وحدات قياس الجرعة المكافئة:

تقاس الجرعة المكافئة في عضو أو نسيج بوحدتي الريم rem أو السيفرت sv حسب النظام المستخدم. فعند استخدام النظام الدولي للوحدات SI تقاس الجرعة الممتصة بالجراي Gy وعندئذ تقاس الجرعة المكافئة في العضو بالسيفرت SV. أما عند استخدام النظام السغثي C.G.S تقاس الجرعة الممتصة بالراد rad وعندئذ تقاس الجرعة المكافئة بالريم rem.

مثال (1): في إحدى السنوات وصلت إلى رئتي أحد العاملين في مختبر نووي الجرعات التالية: 0.02 Gy (2 rad) نيوترونات حرارية (أي بطاقة أقل من 10keV) 0.05 Gy (5rad) نيوترونات بطاقة 14 MeV، 0.8Gy (80 rad) إشعاعات جاما. احسب الجرعة المكافئة في رئتي العامل أعلاه.

الحل:

باعتماد العلاقة (1) والجدول (1) نكتب:

$$H_T = 5 \times 0.02 + 10 \times 0.05 + 1 \times 0.8 = 1.4\ SV$$

أي أن الجرعة المكافئة في رئتي العامل 1.4 سيفرت وباستخدام الراد rad نجد:

$$H_T = 5 \times 2 + 10 \times 5 + 1 \times 80 = 140\ rem$$

أي أن الجرعة المكافئة في رئتي العامل 140 ريم ولأن 1Gy = 100 rad فـإن 1SV = 100 rem وهذا ما أوضحه هذا المثال.

5.8.7 ـ العامل الوزني للنسيج أو العضو: Tissue Weighting Factor

يعتمد احتمال الإصابة بالتأثيرات العشوائية للإشعاع (كالسرطان أو التـأثيرات الوراثيـة) على نوع العضو أو النسيج المتعرض للإشعاع.

ولحساب احتمال إصابة الجسم البشري بهذه التأثيرات فإنه يجب تحديد مدى إسـهام كـل عضو من أعضاء وأنسجة الجسم في هذا الاحتمال. ولعمل ذلك فإنه يجـب وزن الجرعـات المكافئة للأنسجة والأعضاء البشرية بمعامل خاص يطلق عليه اسم العامل الوزني للنسـيج أو العضو أو عامل النسيج المرجح W_T. ويمثل هذا العامل الإسهام النسبي للنسيج أو العضو، أو عامل النسيج المرجح في الضرر الإجمالي للجسم للتأثيرات الناجمة عن تشعيع كامل الجسـم تشعيعاً متجانساً. بمعنى آخر فإنه عند تشعيع الجسم البشري بشكل متجانس بالإشعاع يكـون العامل الوزني للنسيج أو العضو هو نسبة إسهام هذا العضو في احتمـال الإصـابة بالتـأثير العشوائي. ويبين الجدول (2) قيم العوامل الوزنية للأنسجة المختلفة للجسم البشري.

الجدول (2): قيم العوامل الوزنية W_T لأعضاء الجسم البشري

العضو أو النسيج	قيمة العامل الوزني W_T
الغدد التناسلية	0.20
النخاع العظمي الأحمر	0.12
القولون	0.12
الرئتين	0.12
المعدة	0.12
المثانة	0.05
الكبد	0.05
الاثني عشر	0.05

الغدد الدرقية	0.05
الصدر (الثدي)	0.05
الجلد	0.01
سطح العظام	0.01
باقي الأعضاء	0.05
كامل الجسم	1.00

6.8.7 ــ الجرعة الفعالة The Effective Dose E

أوصت اللجنة الدولية للوقاية الإشعاعية باستخدام مصطلح الجرعة الفعالة E بدلاً من المصطلح المتداول قبله وهو مكافئ الجرعة الفعالة. وترتبط الجرعة الفعالة بالتأثيرات العشوائية على كامل الجسم البشري بعد وزن الجرعات المكافئة للأعضاء طبقاً لإسهامها في الضرر العشوائي على كامل الجسم. أي أن الجرعة الفعالة هي مجموع حاصل ضرب الجرعة المكافئة لكل نسيج أو عضو في قيمة العامل الوزني لهذا النسيج أو العضو طبقاً للعلاقة التالية:

$$E = \sum_T W_T \, H_T \qquad (2)$$

حيث W_T هو العامل الوزني للنسيج T؛ H_T هي الجرعة المكافئة في النسيج T.

ويتم جمع مساهمة جميع أنسجة وأعضاء الجسم البشري.

وتقاس الجرعة الفعالة بالوحدات المستخدمة لقياس الجرعة المكافئة نفسها وهي السيفرت في النظام الدولي SI والريم في نظام الوحدات السغثية C.G.S.

مثال (2):

تعرضت أنسجة وأعضاء أحد فنيي المختبرات الطبية التي يتم تداول المواد المشعة فيها خلال عام إلى الجرعات التالية 150 mrem (1.5 mSV) للرئتين، 500mrem (5mSV) للمعدة 100 mrem (1mSV) للاثني عشر، 250mrem (2.5 mSV) للقولون، (0.5 mSV) 50 mrem للغدد التناسلية.

احسب الجرعة الفعالة التي حصل عليها هذا الفني بالـ mSV وبالـ mrem.

الحل:

باستخدام المعادلة (2) والتعويض عن الجرعة المكافئة H_T للأعضاء والأنسجة وعن العامل الوزني W_T (باستخدام الجدول 2) نجد:

$$E = \sum_T W_T \; H_T$$

$$= 0.12 \times 150 + 0.12 \times 500 + 0.05 \times 100 + 0.12 \times 250 + 0.2 \times 50$$

$$= 18 + 60 + 5 + 30 + 10$$

$$= 123 \text{ mrem}$$

ولما كان 1mSV = 100 mrem فإن: E = 1.23 mSV

أي أن الجرعة الفعالة للجسم كله هي 123 mrem أو 1.23 mSV حيث الجرعة الفعالة هي الجرعة التي يجري على أساسها حساب المخاطر العشوائية واحتمالاتها.

7.8.7 ـ **الجرعة الفعالة الجماعية**: Collective Effective Dose

هي عبارة عن مجموع الجرعات الفعالة التي تودع في مجموعة بشرية محددة. وعند تساوي متوسط الجرعة الفعالة التي تودع في جميع أفراد المجموعة تكون الجرعة الجماعية E_c هي عبارة عن حاصل ضرب الجرعة الفعالة للفرد E في عدد الأفراد المتعرضين، أي أن:

$$E_c = n \, E$$

حيث n عدد الأفراد، وتقاس الجرعة الفعالة الجماعية بوحدة فرد. سيفرت Man Sievert.

9.7 ـ **معدل الجرعة**: Dose Rate

يعبر كل من الجراي Gy والسيفرت SV (أو الراد rad والريم rem) عن قيمة الجرعة الممتصة والجرعة المكافئة أو الفعالة التي حصل عليها عضو أوشخص ما خلال مدة زمنية معينة.

ولحساب قيمة الجرعة التي يتعرض إليها الشخص خلال زمن معين فإنه يجب معرفة ما يسمى بمعدل الجرعة. ومعدل الجرعة في مكان ما هو عبارة عن قيمة الجرعة التي يحصل عليها العضو أو الإنسان في وحدة زمن تواجده في هذا المكان، أي:

$$Dose \;\; Rate = \frac{Dose}{Time}$$

<u>مثال (3):</u>

إذا كانت الجرعة الفعالة المسموح بها في الأسبوع هي 0.4 mSV فأوجد الزمن الذي يُسمح خلاله لشخص ما بالتواجد داخل معمل في الأسبوع إذا كان معدل الجرعة الفعالة داخل هذا المعمل هو 100 µSV/ hr.

الحل:

$$\text{Effective Dose} = \text{Effective Dose Rate} \times \text{Time}$$

وبالتالي فالزمن المسموح به لتواجد شخص داخل المعمل خلال أسبوع كله هو:

$$Time = \frac{EffeetiveDose}{Effective\ Dose\ Rate}$$

$$= \frac{0.4 \times 10^{-3}}{100 \times 10^{-6}} = 4hr$$

<u>10.7 ــ حدود الجرعة المسموحة Maximum Permissible Dose</u>

تأسست اللجنة الدولية للوقاية الإشعاعية ICRP International Commission Radiological Protection عام 1928، ومنذ ذلك التاريخ كانت هذه اللجنة هي الهيئة الدولية المسؤولة عن وضع الحدود القصوى من الجرعات الإشعاعية التي يُسمح بالتعرض لها، وعن إصدار التوصيات الخاصة بهذه الحدود. وكذلك التوصيات الخاصة بكيفية تداول ونقل وتخزين المواد والمصادر المشعة وغيرها. وتجدر الإشارة إلى أن معظم القوانين والتشريعات الخاصة بالتعرض للإشعاعات المؤينة والتي تسنها معظم الدول تنبثق أساساً عن توصيات هذه اللجنة.

وفي أول الأمر كانت التوصيات التي أصدرتها هذه اللجنة تقوم على أساس الوقاية من الإشعاعات السينية والإشعاعات الصادرة عن عنصر الراديوم. وكانت الحدود القصوى للجرعات الإشعاعية المسموح بها غير كافية الدقة (انظر البند الأول من الجدول 3 التالي).

وكانت أهم التوصيات الأولية لهذه اللجنة بشأن فترات التعرض للعاملين ما يلي:

أ ــ يجب ألا تزيد ساعات العمل في المختبرات أو الأماكن التي تحوي الإشعاعات أو المصادر المشعة على 7 ساعات في اليوم.

ب ــ يجب ألا تزيد أيام العمل على خمسة أيام في الأسبوع.

جـــ ــ يجب ألا تقل الإجازة السنوية عن شهر في السنة.

د ــ يجب قضاء أيام العطلات والإجازات بعيداً عن تلك المختبرات أو الأماكن.

ونتيجة لتطور مصادر الإشعاعات وإنتاج العديد من المفاعلات النووية والمسرّعات في العالم، قامت هذه اللجنة في عام 1950 بإعادة النظر في توصياتها السابقة بحيث تتماشى هذه التوصيات مع العديد من المشكلات الناجمة عن هذا التطور.

وتقوم اللجنة بإعادة النظر في توصياتها وفي قيم الحدود القصوى للجرعات المسموح بها كلما دعت الحاجة إلى ذلك. وقد تم تخفيض الحد الأقصى للجرعات بصورة واضحة خلال السنوات القليلة الماضية.

ويبين الجدول التالي قيم الحدود القصوى المسموح بها. ويلاحظ من هذا الجدول حدوث خفض مستمر لقيمة الحد الأقصى لمعدل التعرض.

الجدول (3): الحدود القصوى المسموح بها للعاملين المهنيين والصادرة عن اللجنة الدولية للوقاية الإشعاعية وتواريخ صدورها.

مسلسل	معدل الجرعة	تاريخ الصدور
1	O.2R في اليوم أو 1R في الأسبوع	1934
2	150 msv في السنة (أي 15rem) أو ما يعادل 3msv في الأسبوع (أي 0.3 rem)	1950
3	50 msv في السنة أي ما يعادل 1msv في الأسبوع	1956
4	يجب أن يكون معدل التعرض أقل ما يمكن، بحيث لا تتجاوز الجرعة المكافئة (5rem) 50msv في السنة.	1977
5	يجب ألا تتجاوز الجرعة الفعالة السنوية للعاملين 2) rem) 20 msv في السنة ويجب ألا تتجاوز الجرعة الفعالة السنوية لعموم الجمهور 1 msv (0.1 rem)	1991

11.7ــ جرعة التحمل Tolerance Dose

في أول الأمر، استخدمت اللجنة الدولية للوقاية الإشعاعية اصطلاح «جرعة التحمل» للتعبير عن التعرض الإشعاعي الذي يمكن أن يتحمله الإنسان. ولكن هذا الاصطلاح يعطي انطباعاً بوجود عتبة معينة لا يحدث قبلها ضرر إشعاعي، وإنما يحدث هذا الضرر بعدها. وبناءً على النتائج العملية المتوفرة فإنه لا توجد مثل هذه العتبة للأضرار الإشعاعية سواء الفورية أو الوراثية. لذا فقد أوصت اللجنة في عام 1958 باستخدام اصطلاح آخر يعرف بالحد الأقصى المسموح.

12.7 ــ الحد الأقصى المسموح للجرعة MPD

Maximum Permissible Dose

الحد الأقصى المسموح للجرعة MPD هو عبارة عن قيمة الجرعة الإشعاعية الفعالة سواء المتراكمة خلال فترات زمنية طويلة أم الناتجة عن تعرض واحد لفترة قصيرة، والتي يكون احتمال الإصابة بأضرار عشوائية (سواء ذاتية أو وراثية) نتيجة لها احتمالاً طفيفاً وذلك في ضوء المعلومات المتوفرة حينها. فعند تعرض مجموعة كبيرة من الأشخاص لجرعة إشعاعية تقع في حدود الحد الأقصى المسموح تكون نسبة الإصابة بأي من الأضرار العشوائية نسبة ضئيلة. كذلك فإن التأثيرات الأخرى لهذه الجرعة كقصر العمر مثلاً يكون محدوداً للغاية. لذا فإنه لا يمكن اكتشاف التأثيرات والأضرار الناتجة عن الجرعات الإشعاعية التي لا تزيد عن الحد الأقصى المسموح إلا بالطرق الإحصائية على مجموعات كبيرة من البشر أو الكائنات الحية عموماً.

لذا فقد أصدرت اللجنة الدولية للوقاية الإشعاعية في نشرتها السادسة والعشرين الصادرة عام 1977 توصية بعد استخدام اصطلاح الحد الأقصى المسموح به للجرعة MPD واستحداث نظام آخر بدلاً منه يعرف بنظام حدود الجرعات.

ويمكن تلخيص مبادئ هذا النظام في التالي:

أ ــ لن يتم إقرار نظام معين للتعرض الإشعاعي ما لم يكن وراءه فائدة.

ب ــ يجب أن يكون التعرض أقل ما يمكن وأن تؤخذ الظروف الاقتصادية والاجتماعية في الحسبان.

جـ ــ يجب ألا تتجاوز الجرعة الفعالة الحدود التي توصي بها اللجنة في آخر توصياتها.

13.7ـ توصيات اللجنة الدولية للوقاية الإشعاعية:

في النشرة السادسة والعشرين لـ ICRP، عام 1977، تم تقسيم التأثيرات الناجمة عن الإشعاعات المؤينة إلى نوعين رئيسين هما التأثيرات العشوائية Stochastic Effects والتأثيرات الحتمية Deterministic Effects والتي تكون نتيجة لاستنزاف عدد كبير من خلايا الأعضاء والأنسجة.

ومن أهم أهداف الوقاية الإشعاعية ـ طبقاً لتوصيات اللجنة ـ ما يلي:

1ـ منع حدوث التأثيرات الحتمية وذلك بتحديد قيمة عتبة الجرعة لكل مرض من هذه الأمراض وخفض الجرعات المسموح بها إلى ما دون هذه العتبة.

2ـ خفض احتمال حدوث التأثيرات العشوائية وذلك بخفض معدل التعرض إلى أقل حد ممكن حتى يبقى احتمال الإصابة بهذه الأمراض في حدود مقبولة مع أخذ العوامل الاقتصادية و الاجتماعية في الحسبان.

1.13.7 ـ حدود الجرعات الفعالة والمكافئة:

Effective and Equivalent Dose limits

لخفض التأثيرات العشوائية بين العاملين في المجالات الإشعاعية أوصت اللجنة الدولية للوقاية الإشعاعية في نشرتها رقم 26 عام 1977 بألا يزيد حد الجرعة الفعالة للمتعرضين للإشعاع مهنياً عن 50 msv (5rem) في السنة من جميع مصادر التعرض.

وأما بالنسبة لعامة الجمهور فقد أوصت اللجنة بتطبيق حد لا يتجاوز 5msv (0.5rem) في السنة حتى ينخفض احتمال إصابتهم بالتأثيرات العشوائية بمقدار عشرة أضعاف بالمقارنة بالعاملين المهنيين في مجالات الإشعاعات.

كذلك أوصت اللجنة بحدود معينة للجرعات المكافئة لبعض أعضاء الجسم البشري بحيث يتحقق الهدفان السابقان للوقاية من الإشعاع.

وبعد المستجدات التي توصلت إليها كل من اللجنة العلمية للأمم المتحدة ولجنة التأثيرات البيولوجية للإشعاعات المؤينة، اتضح أن عامل المخاطرة الخاص بالإصابة بالأمراض السرطانية أعلى بكثير من العامل المستخدم سابقاً وهو حوالي 0.013 لكل فرد. سيفرت في

المتوسط للجنسين، أوصت اللجنة الدولية للوقاية الإشعاعية في نشرتها رقم 60 لعـــام 1991 بحدود أقل للتعرض المهني ولتعرض عموم الجمهور.

فبالنسبة للعاملين مهنياً بالإشعاعات انخفض الحد السنوي إلى 20msv(2rem) وتمّ تحديـــد حدود للجرعات المكافئة لبعض أعضاء الجسم البشري، كما تمّ وضع حدود منخفضة للنســـاء العاملات وللمتدربين.

2.13.7 ــ تصنيف أماكن العمل:

قامت اللجنة بتصنيف أماكن العمل طبقاً للظروف الإشعاعية إلى نوعين:

أماكن الفئة أ:

وهي تلك الأماكن التي يمكن أن يتجاوز فيها التعـــرض $\frac{3}{10}$ حـــدود الجرعـــة الفعالـــة المسموحة. ويجب أن يخضع العاملون في مثل هذه الأماكن للوقاية الإشعاعية سواء بالنســـبة للتعرض الخارجي أو التلوث الداخلي. كذلك يجب أن تخضع هذه المجموعة للفحوص الطبية الدورية كما يجب إجراء فحوص طبية لهم قبل إجراء أي عمليات جراحية.

أماكن الفئة ب:

وهي تلك الأماكن التي لا يتجاوز فيها التعرض $\frac{3}{10}$ حدود الجرعة المكافئة. وعموماً فإنه لا يخضع العاملون في مثل هذه الأماكن لفحوص ما قبل العمليات؛ ولكن يجـــب إخضـــاعهم للرقابة الإشعاعية للتأكد من أن التعرض فعلاً لا يتجاوز الحدود المبينة.

3.13.7 ــ حدود الجرعة الفعالة لعموم الجمهور:

Dos Equivalent Limits for Members of The Public

بالنسبة لعموم الجمهور، أوصت اللجنة الدولية للوقاية الإشعاعية في نشرتها رقم 60 عـــام 1991 بالحدود التالية للجرعات: لخفض التأثيرات العشوائية بين عموم الجمهـــور، يجـــب ألا يتجاوز حد الجرعة الفعالة 1 msv (0.1 rem) في السنة عند تعرض الجسم بأكملـــه لمجـــال إشعاعي منتظم. أما بالنسبة للمجال الإشعاعي غير المنتظم فتستخدم المعادلة (2) مع استخدام العوامل الوزنية المبينة في الجدول (2) لإيجاد الجرعة المكافئة للعضو إذا كانت هذه الجرعة لا تتجاوز التأثير الحتمي لهذا العضو.

4.13.7 ـــ التعرض المخطط في ظروف خاصة:

Planned Special Exposure

في بعض الحالات الخاصة والنادرة تتطلب ظروف التشغيل والعمل ضرورة تواجد عـــدد قليل من العاملين في ظروف إشعاعية معينة قد يتعرضون فيها لجرعة إشعاعية تزيـــد علـــى الحدود التي أوصت بها اللجنة. وفي مثل هذه الحالات التي لا تتـــوفر معهـــا وســـيلة بديلـــة لتعرض هؤلاء العاملين فإنه يسمح لأقل عدد ممكن من العاملين بالتعرض لجرعة لا تتعـــدى ضعف الحد السنوي المتفق عليه (أي لا تزيد على msv 100 لكامـــل الجســـم) فـــي المـــرة الواحدة. ولا تزيد على خمسة أضعاف الجرعة السنوية أي (250 msv) طول العمر كله.

وفي مثل هذه الحالات لا يُسمح بأي حال من الأحوال لأي عامل يكـــون قـــد ســـبق لـــه التعرض لخمسة أضعاف الجرعة السنوية بأن يشترك في هذا التعرض. كذلك تمنع الســـيدات في سن الإنجاب من الاشتراك في هذا التعرض. إلا أنه في نشرة عام 1991 أوصت اللجنـــة الدولية للوقاية الإشعاعية بأنه يجوز أن يتعرض الفرد لجرعة قدرها 50msv في عام واحـــد بشرط ألا تتجاوز الجرعة خلال خمس سنوات متتالية 100 msv.

5.13.7 ـــ التعرض غير العادي في حالات الطوارئ والحوادث الإشعاعية:

Abnormal Exposure in Emergencies, and Accidents

في حالات الطوارئ والحوادث الإشعاعية لا توجد حدود معينة للجرعات الإشعاعية. وقد أقرت اللجنة الدولية للوقاية الإشعاعية أنه لا يمكن إصدار توصيات خاصة بحدود الجرعـــات أو المستوى الإشعاعي في حالات الطوارئ والحوادث الإشعاعية نظراً لاخـــتلاف طبيعتهـــا. ولكن لخفض قيمة التعرض (سواء بالنسبة للعاملين أم لعامة الجمهور) النـــاتج عـــن حـــادث معين، فإنه من الضروري وجود خطة طوارئ تفصيلية سبق أن تدرب العاملون عليها.

وعموماً فإنه عند وضع خطة طوارئ يجب مراعاة البنود التالية:

أ ـــ محاولة خفض التعرض إلى أقل قيمة ممكنة ومحاولة تلافي الجرعات الأعلـــى مـــن حدود الجرعة الفعالة المسموحة.

ب ـــ إعادة السيطرة على الموقف بأسرع ما يمكن.

جـــ ـــ الحصول على المعلومات الخاصة بأسباب الحادث وتطوره والتصرف تبعاً لذلك.

وفي حالات الطوارئ يمكن أن يتعرض بعض المتطوعين إلى جرعـــات بهـــدف إنقـــاذ الأرواح البشرية أو منع حدوث أضرار جسيمة أو وقف تطور الحادث. ويصعب هنا وضـــع حدود معينة للجرعات حيث تختلف الظروف من حادث لآخر. ولكن من المحتمل أن تصـــل إلى بعض المتطوعين جرعات أعلى من الجرعات الفعالة المخططـــة، وخصوصـــاً إذا كـــان الأمر يتعلق بإنقاذ حياة بعض البشر. وعند إجراء عمليات الإنقاذ فإنه قد يكون من الصـــعب القيام بالأعمال الخاصة بتحديد المستويات أو معدل الجرعات الإشعاعية. ولكن يجب تنفيذ هذه الأعمال على وجه السرعة من قبل شخص أو أشخاص مؤهلين وذلك بغرض اتخـــاذ القـــرار على ضوء المعلومات التي ستوفرها هذه المجموعة المؤهلة.

ومن المحتمل أن تصل الجرعة للشخص القائم بالإنقاذ إلـــى 1Gy (100 rad). ويُســـمح بالحصول على مثل هذه الجرعة إذا كان الأمر يتطلب إنقاذ حياة البشر. أما إذا تطلب القيـــام بالعملية الحصول على جرعة أعلى (أكبر من 1Gy) فإنه في هذه الحالة يجب الحكـــم بعنايـــة والموازنة بين القيام بالمخاطرة ونتائج العملية. ومن أهم الاعتبارات التي يجب الأخذ بها فـــي مثل هذه الحالات، ما يلي:

أ ــ مدى دقة المعلومات الخاصة بمعدل الجرعة في منطقة الحادث.

ب ــ ظروف المصابين ومدى احتمال بقائهم على قيد الحياة. فعلى سبيل المثال إذا كـــان معدل الجرعة الذي تمَّ تقديره أقل بمرتين من المعدل الحقيقـــي للجرعـــة يمكـــن أن يحصـــل الشخص القائم بالإنقاذ على جرعة كافية لإصابته إصابة خطيرة بأحد الأمراض الفورية.

14.7ــالحواجز (الدروع) الواقية Shielding

تعتبر الحواجز الواقية من أهم وسائل الوقاية من الأخطار الإشعاعية الخارجية. ففي بعض الأحيان تكون شدة المصدر كبيرة بحيث لا يمكن الاقتراب منه حتى لمسافة عدة عشرات من الأمتار وبالتالي فإنه لا يمكن إنجاز الأعمال عليه. كذلك فإن الاعتماد على عـــاملي المســـافة والزمن فقط يتطلب وجود مسؤول الوقاية بصفة مستمرة حتى لا يتجاوز العاملون المســـافات أو الأزمنة المحددة.

لذلك توضع المصادر المشعة عادة داخل دروع واقية. ويتوقف نوع مادة الدرع وســـمكه على نوع الإشعاعات وطاقاتها وشدة المصدر وكذلك على معدل الجرعة المطلوبـــة خـــارج الدرع.

فبالنسبة لمصادر جسيمات ألفا فإن الأمر لا يحتاج إلى أية دروع حيث إن هذه الجسيمات تمتص بالكامل خلال ورقة رقيقة (حيث يصل مداها في الهواء إلى حوالي 3.5 cm).

<u>1.14.7ــ الدروع الواقية لمصادر بيتا:</u>

ذكرنا أن جسيمات بيتا تتميز بقدرة على الاختراق أكبر بكثير بالمقارنة بجسيمات ألفا. ولعمل الدروع الواقية لمصادر بيتا التي تتراوح طاقاتها بين 0.5 و 10MeV يفضل استخدام مواد عددها الذري صغير مثل الألمنيوم أو البرسبكسPerspex ويتراوح سمك الدرع بين 0.5 cm وعدة سنتمترات حسب طاقة الجسيمات. وتجب الإشارة إلى أن مثل هذا الدرع لا يكفي لأغراض الوقاية. فقد تعرفنا في الفصل الثالث على أن هذه الجسيمات تفقد طاقتها إما عن طريق تأيين أم إثارة المادة وإما عن طريق إصدار إشعاعات الكبح. لذا فإن درع الألمنيوم الذي يكفي لامتصاص هذه الجسيمات يصبح مصدراً لإشعاعات الكبح (أشعة سينية). وحيث إن طاقة جسيمات بيتا التي تفقد على شكل إشعاعات الكبح تتناسب طرداً مع العدد الذري للمادة وطاقة جسيمات بيتا فإنه يفضل أن تصنع الدروع الخاصة بمصادر بيتا من مادة خفيفة كالألمنيوم أو البرسبكس وذلك لتقليل كمية إشعاعات الكبح الصادرة. ولامتصاص الأشعة السينية الصادرة من الدرع الألمنيومي يحاط هذا الأخير بدرع آخر من الرصاص لقدرته الفائقة على امتصاص هذا النوع من الإشعاعات.

وقد يعتقد البعض أنه يمكن التعامل مع مصادر بيتا المكشوفة حيث إنها لا تشكل خطورة كبيرة بالمقارنة بإشعاعات جاما أو النيوترونات، ولكن هذا الاعتقاد خاطئ تماماً ويحمل خطورة جسيمة. ولبيان مدى هذه الخطورة يكفي أن نعرف أن معدل الجرعة الناتج عن مصدر بيتا شدته 1MBq (أي 3.7×10^{-2} mci) ومتوسط طاقته 0.6 MeV يكون مساوياً 0.3Gy/hr وذلك على مسافة 3mm من هذا المصدر.

<u>2.14.7ــ حواجز الإشعاعات السينية وإشعاعات جاما:</u>

تخضع الإشعاعات السينية وإشعاعات جاما عند مرورها خلال المواد لقانون الامتصاص المعروف بالقانون الأسي exponential law (راجع الفصل الثالث) الذي ينص على أن كمية هذه الإشعاعات تتناقص أسيّا مع زيادة سمك المادة الممتصة.ويتخذ هذا القانون الشكل الآتي:

$$I = I_0 e^{-\mu X}$$

وحيث إن معدل الجرعة يتناسب مع كمية الإشعاعات فإنه يمكن التعبير عن معدل الجرعة الناتجة عن هذه الإشعاعات كالآتي:

$$D = D_0\, e^{-\mu X}$$

حيث إن D_0 معدل الجرعة قبل اختراق الحاجز، D هو معدل الجرعة بعد اختراق حاجز سمكه x cm، μ عامل الامتصاص الخطي لمادة الحاجز. ويعتمد عامل الامتصاص الخطي μ على نوع المادة المستخدمة في عمل الحاجز وعلى طاقة الإشعاعات. ووحدة هذا العامل هي مقلوب وحدة الطول (أي cm^{-1})

وقد ورد في الفصل الثالث تعريف السمك النصفي HVL وهو عبارة عن ذلك السمك من المادة المعينة الذي يؤدي إلى إضعاف كمية الإشعاعات الواردة عمودياً عليه إلى النصف. وباستخدام المعادلة السابقة نجد:

$$\frac{D}{D_0} = 0.5 = \exp(-m\,X)$$

ومنها يمكن إيجاد السمك النصفي وهو:

$$X_{1/2} = \frac{0.693}{m}$$

وهكذا فإن الحاجز ذا السمك النصفي يؤدي إلى خفض معدل الجرعة إلى النصف.

فإذا كان سمك الحاجز خمسة أضعاف السمك النصفي، بالنسبة للإشعاعات ذات الطاقة المعينة، فإنه يؤدي إلى إضعاف معدل الجرعة بمقدار $\left(\frac{1}{2}\right)^5 = \frac{1}{32}$ مرة. وعندما يكون سمك الحاجز عشرة أضعاف السمك النصفي ينخفض معدل الجرعة بمقدار $\left(\frac{1}{2}\right)^{10} = \frac{1}{1024}$ مرة وهكذا. واستخدام السمك النصفي مفيد للغاية عند إجراء الحسابات التقريبية السريعة لسمك الحاجز المطلوب. ويتضح مما سبق أنه لمعرفة السمك النصفي لمادة ما ولإشعاعات ذات طاقة معينة يكفي معرفة عامل الامتصاص الخطي لهذه المادة عند الطاقة المعينة. ويبين جدول (4) قيم عامل الامتصاص الخطي μ وقيمة السمك النصفي $X_{1/2}$ بالسنتيمتر لبعض المواد المستخدمة لعمل الحواجز والدروع الواقية عند قيم مختلفة لطاقة إشعاعات جاما.

وبالإضافة إلى السمك النصفي يستخدم أحياناً سمك آخر يسمى بالسمك العشري. وهو عبارة عن سمك المادة الذي يؤدي إلى خفض معدل الجرعة عشر مرات أي أن:

$$X_{1/10} = \frac{\ln 10}{m} = \frac{2.303}{m}$$

جدول رقم (4)

طاقة الاشعاعات (MeV)	ماء $\mu\,(cm^{-1})$	ماء $(cm)X_{1/2}$	حديد $\mu(cm^{-1})$	حديد $(cm)X_{1/2}$	رصاص $\mu(cm^{-1})$	رصاص $(cm)X_{1/2}$	إسمنت مسلح $\mu(cm^{-1})$	إسمنت مسلح $(cm)X_{1/2}$
0.01	4.48	0.155	1330	0.0005	1340	0.0005	57.8	0.012
0.1	0.65	4.2	2.60	0.27	58.2	0.012	0.397	1.75
0.5	0.069	15	1.32	0.53	1.65	0.42	0.224	3.09
1.0	0.07	19	0.47	1.47	0.77	0.90	0.150	4.62
1.5	0.034	20	0.38	1.82	0.48	1.45	0.107	6.48
2.0	0.031	22.5	0.33	2.10	0.39	1.8	0.087	7.97
5	0.025	27.5	0.28	2.48	0.50	1.40	0.072	9.62
10	0.022	32.5	0.23	3.01	0.54	1.28	0.054	12.8

مثال (4):

مصدر كوبالت 60 موجود داخل غلاف معدني. فإذا علمت أن معدل الجرعة الناتج بدون الغلاف هو 320μSV / hr فما هو سمك الرصاص اللازم لخفض هذا المعدل حتى 10 μSV/ hr؟ علماً بأن السمك النصفي للرصاص عند طاقة الكوبالت 60 هو 1.25 cm.

الحل:

نسبة الخفض في معدل الجرعة = $\frac{320}{10}=30$ مرة.

$32 = 2^5$

أي أن سمك الدرع المطلوب يعادل السمك النصفي 5 مرات.

السمك المطلوب من الرصاص يساوي: $5\times 1.25 = 6.25$ cm

3.14.7ــ حواجز النيوترونات السريعة:

درسنا في الفصل الثالث أن النيوترونات السريعة تفقد طاقتها أساساً عن طريق التشتت المرن على النوى الخفيفة. وقد ورد أنه يفضل استخدام مواد غنية بالعناصر الخفيفة كالهيدروجين لتهدئة النيوترونات. لذا فإنه عند عمل حواجز واقية من النيوترونات السريعة يجب أولاً تهدئة هذه النيوترونات وذلك باستخدام طبقة ذات سمك مناسب من الماء أو شمع

البرافين لاحتوائهما على الهيدروجين بنسبة عالية. وقد وجدنا (الفصل الثالث) أن متوسط عدد التصادمات اللازمة لتحويل النيوترون السريع إلى نيوترون حراري هو حوالي صدمة واحدة مع نوى الهيدروجين. وعند معرفة متوسط العمر الحر للنيوترون في المادة المعينة فإنه يمكن حساب سمك المادة (الماء أو البرافين) اللازمة لتهدئة النيوترونات.

وبعد تحول النيوترونات السريعة إلى حرارية يصبح من السهل امتصاصها وذلك باستخدام مادة ذات مقطع عرضي كبير لامتصاص النيوترونات الحرارية.

وتستخدم مادة الكادميوم Cd لهذا الغرض حيث إن المقطع العرضي للامتصاص النيوتروني على الكادميوم كبير للغاية. ونتيجة للامتصاص النيوتروني تنطلق إشعاعات جاما طبقاً للتفاعل

$$^{113}Cd + n \rightarrow {}^{114}Cd + \gamma$$

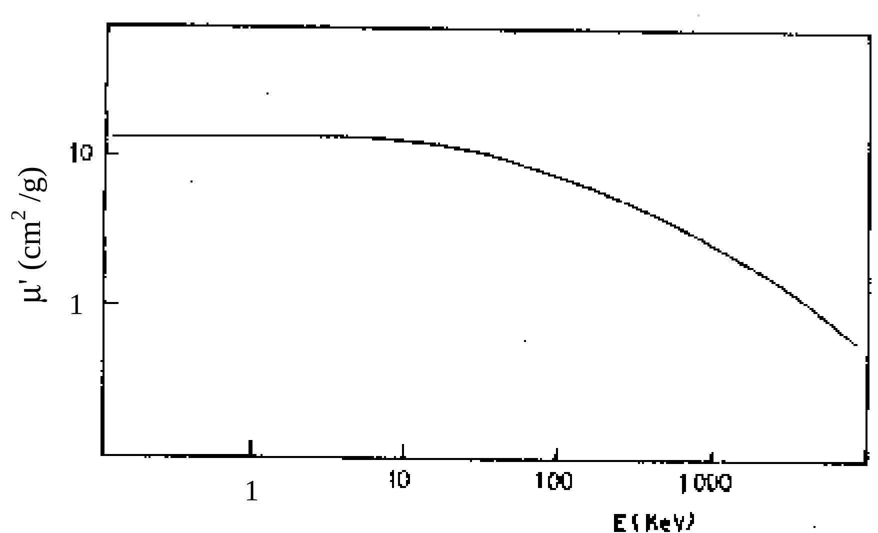
وهكذا فإنه عند عمل حواجز واقية من النيوترونات فإنه يستخدم سمك من الماء أو شمع البرافين (في حدود 25 – 30cm) يليه شريحة رقيقة من مادة الكادميوم لامتصاص النيوترونات الحرارية ثم تغطى هذه الشريحة الأخيرة بسمك من الرصاص أو الاسمنت المسلح وذلك لامتصاص إشعاعات جاما الناتجة.

وفي أغلب الأحيان لا تتاح إمكانية استخدام شرائح الكادميوم لامتصاص النيوترونات الحرارية وإنما يكتفي باستخدام سمك كبير من الماء أو شمع البرافين. ويقوم الحاجز بعملية التهدئة والامتصاص النيوتروني حيث يتناقص عدد النيوترونات تبعاً للقانون الأسي الوارد في البند السابق مع اختلاف قيمة عامل الامتصاص μ للنيوترونات عن عامل امتصاص إشعاعات جاما. ويعتمد عامل الامتصاص النيوتروني اعتماداً كبيراً على طاقة النيوترونات وعلى نوع المادة الممتصة. ويبين الشكل (2) كيفية تغير هذا العامل بتغير طاقة النيوترونات وذلك لعنصر الهيدروجين عند وحدة الكثافة. فإذا كانت المادة المستخدمة للامتصاص النيوتروني عبارة عن مركب كيميائي يحتوي على الهيدروجين كأحد العناصر المكونة لها فإنه يجب معرفة النسبة الوزنية للهيدروجين في هذه المادة. وتكون كثافة الهيدروجين ρ' في هذا المركب هي عبارة عن حاصل ضرب كثافة المركب $\rho \times$ النسبة الوزنية C للهيدروجين، أي أن:

$$\rho' = C\rho$$

عندئذ يكون عامل الامتصاص النيوتروني الفعلي μ هو عبارة عن حاصل ضرب كثافة الهيدروجين في المركب ρ'× عامل الامتصاص عند وحدة الكثافة ´μ أي أن:

$$m = m' r'$$



الشكل (2)عامل الامتصاص النيوتروني عند وحدة الكثافة للهيدروجين كتابع لطاقة النيوترونات.

<u>مثال (5):</u>

مصدر نيوتروني يصدر نيوترونات سريعة بطاقة 7MeV، موضوع في مركز خزان ماء اسطواني الشكل. فإذا كان نصف قطر مقطع الاسطوانة 75cm، فكم من المرات ينخفض التدفق النيوتروني عند السطح الاسطواني للخزان؟

الحل:

إن النسبة الوزنية للهيدروجين في الماء H_2O هي:

$$\frac{2}{18} = \frac{1}{9} = 0.11 = 11\%$$

كثافة الهيدروجين = كثافة الماء × النسبة الوزنية للهيدروجين أونكتب:

$$\rho' (H) = C(H) \times \rho (H_2O)$$
$$= 0.11 \times 1$$
$$= 0.11 \text{ g/cm}^3$$

وبالعودة للشكل (2) نلاحظ أن عامل الامتصاص للنيوترونات بطاقة 7MeV يساوي 0.76 cm^2/g عند وحدة الكثافة للهيدروجين.

وبالتالي فإن:

$$\mu (H) = \mu' \times \rho' (H)$$
$$= 0.76 \times 0.11$$
$$= 0.0836\ cm^{-1}$$

وبالتالي السمك النصفي للهيدروجين في الماء:

$$c_{1/2}\ (H) = \frac{0.693}{m(H)} = \frac{0.693}{0.0836} = 8.3\ cm$$

وبالتالي فإن عدد مرات السمك النصفي يساوي:

$$\frac{75 cm}{8.3 cm} = 9.04 \approx 9$$ مرات

وبالتالي فإن التدفق النيوتروني، عند السطح الاسطواني، يضعف بمقدار

$2^9 = 512$ مرَّةً

مسائل الفصل السابع

1ــ احسب كثافة تدفق النيوترونات الناتج عن مصدر نيوتروني شدته $I = 3 \times 10^{10}$ Neutrons/s وذلك من أجل المسافات.

10m , 1m , 0.3 m

2ــ مصدر كوبالت $^{60}_{27}Co$ ، يصدر إشعاعات جاما بطاقة MeV 1.23 فإذا علمت أن شدة أشعة المصدر I = 6000 Ci فاحسب:

أ ــ كثافة تدفق إشعاعات جاما على مسافة 30 Cm و 5m عن مركز المصدر.

ب ــ احسب كثافة تدفق الطاقة عند المسافتين أعلاه.

الملحق A

أساسيات ميكانيك الكم في الفيزياء النووية

A . 1ـ مقدمة :

لا يمكن فهم البنية النووية ولا البنية الذرية إلا بالاعتماد على مبادئ ميكانيك الكم. وكما رأينا من خلال هذا الكتاب، أن تسلسل العرض يمكن أن يُقطع لتقديم بعض نتائج معادلة شرودنجر التي تحل محل المعادلة الكلاسيكية للحركة. إن حلول معادلة شرودنجر، من أجل حالتين بسيطتين، توضح الأسس الفيزيائية جيداً لمفاهيم البنية النووية.

ولأن الفكرة المبدئية لميكانيك الكم تعتمد على نظرية دي بروي الموجية، فإننا نعطي عرضاً موجزاً للنظرية السابقة.

A. 2 ـ موجة دي بروي:

بين عامي 1900 و 1930، برهنت عدة تجارب حاسمة أن الميكانيك الكلاسيكي المعتمد على قوانين نيوتن والكهرطيسية المعتمدة على معادلات ماكسويل لا يمكنها الأخذ بالاعتبار تصرف الجسيمات في الذرات وداخل النوى. وأيضاً بينت تجارب إصدار وامتصاص الإشعاع الكهرطيسي أن الطاقة E_r للإشعاع لا يمكن أن تُصدر (بلانك 1901) وأن تُمتص (أينشتين 1905) إلا بوساطة حزمة طاقية تُدعى كماً ولا يوجد أيٌّ شكل مستمر كذلك الذي تفرضه معادلات ماكسويل لتوضيح ذلك. وقيمة كلِّ كم تُعطى كما يلي:

$$E_r = h\nu \qquad (1)$$

حيث: h ثابت بلانك وν تردد الموجة الكهرطيسية.

وبسهولة نربط كمَّ الطاقة بالطول الموجي للإشعاع الكهرطيسي بوساطة المعادلة التالية:

$$E_r\,(MeV) = \frac{1240}{l\,(F)}$$

وقدم تبعثر أشعة X بالكترونات الذرات (كمبتون 1923) البرهان على أن كمية حركة كم الإشعاع الكهرطيسي تعطى كما يلي:

$$P_r = \frac{h}{l} \qquad (2)$$

وبالنتيجة فإنه من المنطقي أن نعتقد أن الإشعاع الكهرطيسي يتكون من فوتونـــات تمتلــك نفس خصائص ميكانيك الجسيمات.

وبالمقارنة مع كم الإشعاع الكهرطيسي، فقد اقترح دي بروي عام 1924، أن الجســيمات المادية يجب أن يكون لها خصائص موجية مماثلة؛ أي تحقق المعادلة الســابقة. وبفــرض أن موجة دي بروي جيبية يمكن أن نستنتج التواتر والطول الموجي بالاعتماد على (1) و (2):

$$\nu_d = W/h \qquad (3)$$

$$\lambda_d = h/P \qquad (4)$$

حيث: W الطاقة الكلية للجسيم المدروس، والتي تعطى كما يلي:

$$W = m\, c^2 \qquad (5)$$

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \vartheta^2 / c^2}} \qquad (6)$$

حيث كمية الحركة تعطى بالعلاقة:

$$P = m\, \vartheta \qquad (7)$$

وضمن العلاقات السابقة فإن:

m: الكتلة الكلية للجسيم.

m_0: كتلة الجسيم في حالة السكون.

ϑ: سرعة الجسيم.

c: سرعة الضوء.

ويجب أن نشير إلى أن:

$$W = m_0\, c^2 + K$$

حيث: K الطاقة الحركية للجسيم، ومن أجل $\vartheta << c$ فإن:

$$K = \frac{1}{2}\, m_0\, \vartheta^2 = \frac{1}{2}\, \frac{P^2}{m_0}$$

واعتماداً على العلاقات (5)، (6)، (7) نجد:

$$W^2 = P^2\, c^2 + m_0^2\, c^4$$

والتي تعطي، من أجل $m_0 = 0$، العلاقة بين E_r و P_r اعتماداً على المعادلتين (1) و(2). ومن أجل نيوترون أو بروتون نجد انطلاقاً من المعادلة $\lambda_d = h/p$ ومن اجـل $\vartheta << c$، أن طـول موجة دي بروي ترتبط بالطاقة الحركية K بالمعادلة التالية:

$$l_d \ (F) = \frac{28.6}{[K \ (MeV)]^{1/2}}$$

وقد أعطت تجارب تبعثر الالكترونات على بلورات النيكل (دافيسـون وجيرمـر 1927) البرهان الحاسم على صحة فرض دي بروي والمبين بالمعادلة (4). ولقد اقترح شـرودنجر عام 1926، وقبل تجربة دافيسون جيرمر، معادلة تفاضلية لموجة دي بروي أكثر عموميـة من الصيغة الجيبية.

وقد استطاع بور، عام 1913، اعتماداً على فرض بلانك المعطى بالمعادلة (1)، وعلـى فرض بور نفسه والذي ينص على أن كمية الحركة الزاوية للالكترون في الذرة مكممـة، أن يوضح الطيف الضوئي الصادر عن ذرة الهيدروجين. لكن معادلة شرودنجر سمحت بتوضيح الطيف السابق وبطريقة أسرع وأسهل.

A. 3ــ معادلة شرودنجر:

يمكن اعتبار موجة دي بروي كموجة رياضية توجـه حركـة الجسـيم (بـورن Born، 1926). مطال هذه الموجة Ψ تابع للمكان والزمان.

ومن الواضح أنه ليس بالإمكان استنتاج معادلة تعبر عن الموجة، إلا أنـه توجـد دلائـل مختلفة يمكن أن تستخدم لربط معادلة شرودنجر بمفاهيم مألوفة مثل انحفاظ الطاقة. وضـمن هذا المنحى يمكن أن نلاحظ أن قوانين الحركة لنيوتن في الميكانيك الكلاسيكي لا يمكن أيضـاً أن تُستنتج، وإنما يمكن توصيفها بوساطة التجارب:

إن معادلة شرودنجر تكتب كما يلي:

$$-\frac{\mathbf{h}^2}{2m_0} \nabla^2 \Psi + V \Psi = i \mathbf{h} \frac{\partial \Psi}{\partial t} \qquad (8)$$

حيث:

$\Psi = \Psi (x , y , z , t)$ تابع الموجة للجسيم؛

$$\nabla^2 \Psi = \frac{\partial^2 \Psi}{\partial c^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2}$$ ؛

V = V (x , y , z , t) الطاقة الكامنة للجسيم.

فإذا كان V مستقلاً عن الزمن، فإنه بإمكاننا فصل إحداثيات المكان عن الزمن وذلك بفرض:

$$\Psi = \psi (x , y , z) \tau (t)$$

وبالتعويض في المعادلة (8) نجد:

$$-\frac{\mathbf{h}^2}{2m_0} \frac{\nabla^2 y}{y} + V = \frac{i\mathbf{h}}{t} \frac{dt}{dt} \qquad (9)$$

وحيث إن الطرف اليساري من هذه العادلة لا يتبع لإحداثيات المكان وأن الطرف الأيمن لا يتبع إلا للزمن، فإن المعادلة السابقة يمكن أن تكون محققة من أجل كل نقاط الفراغ وعند كلّ لحظة. ولذلك فإن كل طرف من طرفي المعادلة أعلاه يساوي نفس القيمة الثابتة. نفرض هذه القيمة E (حيث نرى فيما يلي أن E تمثل الطاقة الكلية غير النسبية للجملة). واعتماداً على الطرف الأيمن من المعادلة (9) نحصل على:

$$t = C e^{-i(E/\mathbf{h})t}$$

وللسهولة نفرض أن الثابت الاختياري C يساوي الوحدة.

ويكتب الطرف الأيسر للمعادلة (9) كما يلي:

$$-\frac{\mathbf{h}^2}{2m_0} \nabla^2 y + V y = E y \qquad (10)$$

حيث تسمى هذه المعادلة معادلة شرودنجر المستقلة عن الزمن، والتي نعود إليها غالباً.

ولتوضيح المعادلة السابقة نفرض أن التابع الموجي ψ لا يتبع إلا لإحداثي واحد، ليكن x:

$$\psi = \psi (x)$$

وهذا ليس صحيحاً إلا إذا كان V يتبع أيضاً فقط لـــ x، وبالتالي فإن:

$$\nabla^2 y = \frac{d^2 y}{dx^2}$$

ولذلك فإن المعادلة (10) تكتب كما يلي:

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = -k^2 y \qquad (11)$$

حيث يُدعى k عدد الموجة ويُعطى كما يلي:

$$k^2 = \frac{2m_0}{\mathbf{h}^2} \quad [E - V(x)] \qquad (12)$$

فإذا قبلنا أن V مستقل عن x فإن عدد الموجة k مستقل أيضـــاً عــن x والمعادلـــة (11) تكافئ رياضياً معادلة الهزاز التوافقي البسيط، حلها:

$$\psi = a\, e^{ikx} + be^{-ikx}$$

نعين الثابتين الاختياريين a و b اعتماداً على الشروط الحدية. وشـــكل خـــاص للمعادلـــة السابقة هو التابع الجيبي:

$$\psi = A \sin k\, x$$

والذي يمثل موجة دي بروي المشار إليها في الفقرة (A .2). وبالنتيجة فـــإن عـــدد الموجـــة مرتبط بالطول الموجي لدي بروي كما يلي:

$$k = \frac{2p}{l_d}$$

وكمية حركة الجسيم p تُعطى بالمعادلة:

$$k = \frac{P}{\mathbf{h}}$$

وذلك لتتفق المعادلة السابقة مع المعادلة (4). فإذا عوضنا قيمة k المعطاة بالمعادلة السابقة في المعادلة (12) نجد:

$$\frac{P^2}{2m_0} + V = E \qquad (13)$$

والتي تمثل كلاسيكياً قانون حفظ الطاقة. ونشير إلى أن القانون السابق، نحصـــل عليـــه فـــي الميكانيك الكلاسيكي عندما تكون القوى، المؤثرة على الجسيم، محافظـــة. أو عنـــدما يمتلـــك الجسيم طاقة كامنة (طاقة وضع) لا تتبع مباشرة للزمن. وهذا ما فرضناه لفصـــل إحـــداثيات المكان عن الزمن في التابع الموجي Ψ حيث انطلاقاً من هذا الفرض تنـــتج كـــل العلاقـــات

التالية. وبالتالي يمكن أن نقول إن المعادلة (10)، في ميكانيك الكم، هي المكافئ لقانون حفـظ الطاقة.

واعتماداً على الحل الذي حصلنا عليه بالنسبة للتابع الزمني τ يمكـن أن نحصـل علـى النبض الزاوي ω ($\omega = 2\pi \nu$) للتابع الموجي كما يلي:

$$w = \frac{E}{\mathbf{h}}$$

والذي يتفق مع علاقة دي بروي (3). فمعادلة شرودنجر، في ميكانيك الكم، مناظرة لقـانون الطاقة اللانسبية. ولهذا السبب فإن E هي W وكل منهما متضمنة في المعادلة (13).

A .4 ـ الشروط الحدية للتابع الموجي Y:

إن الحل البسيط ψ لمعادلة شرودنجر المستقلة عن الزمن يمكن أن يؤدي إلى نوعين مـن الأمواج المرتبطة بمعادلة شرودنجر (8) عندما يكون V مستقلاً عن الزمن: أمواج مسـتقرة وأمواج متقدمة. إن التابع Ψ يكتب اعتماداً على τ و ψ كما يلي:

$$\Psi = (a\, e^{ikx} + b\, e^{-ikx})\, e^{-i\omega t}$$

ويذكر هذا بالموجة المستقرة لحبل، حيث الإزاحة y بالنسبة للاستقرار تُعطى كما يلي:

$$y = (a \sin k x + b \cos k x) \sin \omega t$$

وللحصول على الأمواج المتقدمة نكتب:

$$\Psi = a\, e^{i(kx - wt)} + b e^{-i(kx + wt)} \qquad (14)$$

والذي يذكر بالموجة الجيبية المتقدمة في الاتجاه x+:

$$y = a \sin (k x - \omega t)$$

وبالموجة الجيبية المتقدمة في الاتجاه x– :

$$y = b \sin(k x + \omega t)$$

وإن من الجدير أن نلاحظ أنه يمكننا دوماً أن نتعرف، انطلاقاً من إشارة E، على التـابع الموجي ψ الممثل لموجة مستقرة أو لموجة متقدمة. ولنوضح ذلك، نفرض أن لدينا حالة من أجل بعد واحد وأن مدى القوى المؤثرة على الجسيم محدود بحيث:

$$V(x) \longrightarrow 0 \quad \text{عندما} \quad |x| \longrightarrow \infty$$

فمن أجل $|x| \longrightarrow \infty$ نجد، اعتماداً على المعادلة (12)، أن:

$$k = \left(\frac{2m_0 E}{\hbar^2} \right)^{1/2} \qquad (15)$$

فإذا كانت $E > 0$ فإن قيمة k حقيقية. فيمكن اعتبار حـــل معادلـــة شـــرودنجر المعطـــى بالمعادلة (14) موجة متقدمة وذلك من أجل مسافة بعيدة جداً عن نقطة الاصل. إذا كانت $E < 0$، فالمعادلة (15) تبين أن k، بعيداً عن نقطة الأصل، تخيلي (عقدي) صرف. ولنفرض أن: $k = i K$ حيث K عدد حقيقي وبالتالي فإن حل المعادلة (11) يعطى كما يلي:

$$y\ (x) = a e^{-Kx} + b e^{Kx} \qquad (16)$$

حيث:

$$K = \left(\frac{2 m_0 / E /}{\hbar^2} \right)^{1/2}$$

وبالتالي فإن حل معادلة شرودنجر (9) يعطى كما يلي:

$$\Psi = y\ (x) e^{-iwt} \qquad (17)$$

حيث $\psi(x)$ هنا يمثل تابعاً حقيقياً، ويمثل التابع Ψ السابق العلاقة الرياضية لموجة مستقرة.

وبالنتيجة، إذا كانت E موجبة فإن ψ يمثل، على مسافة بعيدة من مركز القـــوى، موجـــة متقدمة والإشارة السالبة لـــ E تعني وجود موجة مستقرة.

إن الشروط الفيزيائية المفروضة على Ψ والتي سنوضحها فيما يلي، تملي أن يكون، فـــي المعادلة (16)، $b = 0$ أو $a = 0$ عندما $x \longrightarrow \pm\infty$. وحيث إن Ψ يصبح لا متناهياً فـــي الصغر بعيداً عن مركز القوة فالمعادلة (17) تبين أن حل الموجة المستقرة يمثـــل اضـــطراباً محلياً مهتزاً. وتدعى الحالة الموافقة للجسيم حالة مرتبطة. ومن جهة أخرى، فـــإن الموجـــة المتقدمة تمثل اضطراباً متجهاً نحو مركز القوة أو مبتعداً عنه؛ وهذا ما يمثل تبعثر جســـيم أو انعراج موجة ضوئية بوساطة شق. وبعد الأخذ لمختلف عمليات التبعثـــر، بعـــين الاعتبـــار، والتي تمثل أساس معادلة شرودنجر فقد اقترح بورن عـــام 1926 أن التـــابع Ψ (x, y, z,t) يمكن أن ينظر إليه كموجة شبح توجه حركة الجسيم، حيث تمثل العلاقة التالية:

$$\Psi^* \Psi \, dx\, dy\, dz = |\Psi|^2 \, dx\, dy\, dz$$

احتمال وجود الجسيم ضمن العنصر الحجمـــي dx dy dz. وتمثـــل الكميـــة $|\Psi (x, y, z, t)|^2$ الاحتمال في وحدة الحجم بعد النقطة x, y, z. وسنرى فيما يلـــي ربـــط الاحتمـــال الســـابق بالاحتمال الكلاسيكي. وحيث أن $|\Psi|^2$ يمثل احتمـــالاً، بـــالمعنى الفيزيـــائي، فـــإن للتـــابع Ψ الخصائص (الشروط) التالية:

1ــ مستمر ويملك في كل نقطة قيمة وحيدة.

2ــ كل المشتقات الجزئية من الدرجة الأولى لــ Ψ، والتي تمثل كثافة التيـــار أو تـــدفق الجسيمات (عدد الجسيمات بوحدة الزمن وبوحدة المساحة)، يجب أن تكون أيضاً مستمرة.

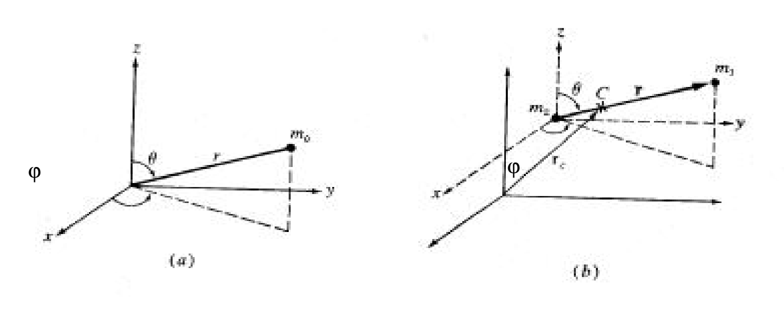
3ــ Ψ يجب أن يكون محدوداً.

4ــ عندما $V \longrightarrow \infty$ فإن $\Psi \longrightarrow 0$ حيث كل حد من معادلة شرودنجر المســـتقلة عن الزمن يجب أن يبقى محدوداً.

5ــ من أجل جسيم موجود في مكان محدد من الفراغ، مثل الكترون في ذرة الهيدروجين، فإن: $\int_V |\Psi|^2 \, dx \, dy \, dz = 1$ حيث إن $\Psi \longrightarrow 0$ عندما $r \longrightarrow \infty$ مـــن أجل أية حالة مرتبطة. تسمى المعادلة السابقة شرط التنظيم (التوحيد).

<u>A. 5 ــ معادلة شرودنجر في الإحداثيات الكروية:</u>

العديد من الجهود الفيزيائية، مثل الجهد الكولوني، تمتلك تنظاراً كروياً. وفي هذه الحالـــة يمكن أن نبين (Schiff, 1955) أن التابع الموجي العام يمكن أن يتم فصله تبعاً للإحداثيات r , θ , φ والمبينة بالشكل (1a) كما يلي:



الشكل (1): الإحداثيات الكروية، (a) جملة جسيم واحد

(b) جملة جسيمات، نرمز بــ C لمركز الكتلة.

$$y\ (r, q, j) = R(r)\Theta(q) f(j) \qquad (18)$$

علماً أن قيمة φ يجب أن تكون محدودة في كل مكان، ما يملي أن تُعطى Θ و ϕ كما يلي:

$$\Theta\ (\theta) = P_{\ell}^{(m)}\ (\cos\theta)$$

$$\phi\ (\varphi) = e^{im\varphi}$$

حيث: $P_{\mathbf{l}}^{(m)}$ توابع ليجندر لـ cos θ من الرتبة ℓ؛

ℓ , m أعداد صحيحة (من ضمنها الصفر) مع $|m| \leq \ell$، أي m موجب وسالب، لكن ℓ موجب فقط.

ويمكن أن نبرهن أن ℓ و m ترتبط بكمية الحركة الزاوية L للجسيم، حيث قيمة L تُعطى كما يلي:

$$L = [\mathbf{l}(\mathbf{l}+1)]^{1/2}\ \mathbf{h}$$

ومسقط L وفق محور التكميم Z يساوي:

$$L_z = m\,\hbar$$

ويُعطى التابع القطري R (r)، المبين في المعادلة (18) كما يلي:

$$-\frac{\mathbf{h}^2}{2m_0}\ \frac{d^2u}{dr^2} + \left[\frac{\mathbf{l}(\mathbf{l}+1)\mathbf{h}^2}{2m_0\, r^2} + V(r)\right] u = E\, u \qquad (19)$$

حيث: $u = r.\ R\ (r)$

لتبسيط المعادلة. يمكننا فهم الشكل العام لهذه المعادلة اعتماداً على أسس الميكانيك الكلاسيكي. لنأخذ حركة جسيم في مجال قوى مركزية، فالجسيم يملك حركة تقع في مستوي. لنحلل سرعته اللحظية ϑ وفق مركبتين ϑ_r , ϑ_t واللتين تمثلان سرعة قطرية وسرعة مماسية لشعاع نصف القطر اللحظي r للجسيم كما هو مبين في الشكل (2).

يُعطي قانون حفظ الطاقة ما يلي:

$$\frac{1}{2}\, m_0\ (J_r^2 + J_t^2) + V(\mathrm{r}, q) = E \qquad (20)$$

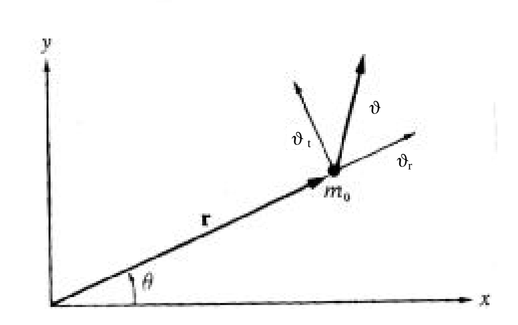
حيث V (r , θ) الجهد المرتبط بمجال (حقل) القوى المركزية. وبما أنه لا توجد أي مزدوجة تؤثر على الجسيم بوساطة القوة المركزية فكمية الحركة الزاوية L للجسيم

$$L = m_0 \vartheta_t r$$

تمثل ثابتاً للحركة. وبالتعويض عن ϑ_t، الناتجة من المعادلة السابقة في المعادلة (20) نجد:

$$\frac{1}{2} m_0 J_r^2 + \frac{L^2}{2 m_0 r^2} + V(r,q) = E \qquad (21)$$

وبمقارنة المعادلتين (21)، (19) نجد أنه توجد بينهما علاقة مشابهة لتلك العلاقة الموجودة بين المعادلتين (13)، (10).



الشكل (2): الحركة الكلاسيكية لجسيم تحت تأثير حقل قوى مركزية.

ونلاحظ أنه يمكننا أن ننتقل من الميكانيك الكلاسيكي إلى ميكانيك الكم بوساطة التحويل:

$$L^2 \longrightarrow \mathbf{l}(\mathbf{l}+1)\mathbf{h}^2$$

$$P \longrightarrow -i\mathbf{h}\nabla$$

ومن المهم أن نشير هنا للحالة التي يكون فيها $\ell = 0$ (أو $L = 0$ أي من أجل كمية حركة زاوية مدارية معدومة)، أي:

$$-\frac{\mathbf{h}^2}{2 m_0} \frac{d^2 u}{dr^2} + V(r)\, u = E\, u$$

فالمعادلة، هنا، لها شكل رياضي مماثل للمعادلة (11). ولنلاحظ أن تعريف u يتطلب: $u = 0$ عندما $r = 0$ لأن R (r) يجب أن يكون محدوداً في أي مكان.

<u>A. 6 ــ المعادلة الموجية لجسيمين يتبادلان التأثير:</u>

في مسائل الفيزياء النووية، تصادفنا كثيراً حركة جسيمين فقط يخضعان لقوى متبادلة. ولذا فإنه من المفيد أن نقارن الطريقة الكلاسيكية لفصل حركة مركز الكتل والحركة حول مركز الكتل مع فصلهما في ميكانيك الكم. فإذا كان لدينا جسيمان كتلتاهما m_1 و m_2 يتحركان

تحت تأثير القوتين المتبادلتين $\vec{F_1}$, $\vec{F_2}$ فإن المعادلتين الكلاسيكيتين لحركتي الجســيمين بالنسبة لمركز محدد، هما:

$$\vec{F_1} = m_1 \frac{d^2 \vec{r_1}}{dt^2}$$

$$\vec{F_2} = m_2 \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}$$

حيث:

$$\vec{F_1} = -\vec{F_2}$$

نعرف إحداثيات مركز الكتل (الشكل 1b) كما يلي:

$$\vec{r_c} = \frac{\vec{r_1} m_1 + \vec{r_2} m_2}{m_1 + m_2} \qquad (22)$$

فحركة كل جسيم يمكن التعبير عنها بالنسبة لمركز كتلة الجملة.

وبما أن القوتين $\vec{F_1}$, $\vec{F_2}$ متعاكستين فإن القوة الكلية $\vec{F_1} + \vec{F_2}$ للجملة $m_1 + m_2$ معدومة. ومن هذا، فإن مركز الكتل يتحرك بسرعة ثابتة. وبالاعتماد علـــى الشـــكل (1b) نجـــد أن: $\vec{r} = \vec{r_1} - \vec{r_2}$ حيث r المسافة بين m_1 و m_2. واعتماداً على ذلك نكتب:

$$\vec{r_1} = \vec{r_c} + \vec{r} \frac{m_2}{m_1 + m_2}$$

$$(23)$$

$$\vec{r_2} = \vec{r_c} + \vec{r} \frac{m_1}{m_1 + m_2}$$

وحيث إن $dr_c / dt = Cte$ فإن:

$$\vec{F_1} = M_0 \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2}$$

وذلك بفرض:

$$M_0 = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

والتي تمثل الكتلة المختزلة.

إن فصلاً للحركة، شبيه بذلك الذي يُجرى في الحالة الكلاسيكية، يمكن أن يتم بالنسبة لمعادلة شرودنجر.

وفي هذه الحالة فإننا نلاحظ، من أجل جسيمين، أن المعادلة (10) يمكن أن تكتب:

$$-\frac{\mathbf{h}^2}{2m_1}\nabla_1^2 y - \frac{\mathbf{h}^2}{2m_2}\nabla_2^2 y + Vy = Ey \qquad (24)$$

فالتابع الموجي ψ يتبع لـ r_1 , r_2 ولكن من أجل التأثيرات االمتبادلة فإن V لا يتبع إلا لـ $\vec{r} = \vec{r_1} - \vec{r_2}$. وباستخدام الإحداثيات الديكارتية، $\nabla_1^2 y$ يكتب كما يلي:

$$\nabla_1^2 y = \frac{\partial^2 y}{\partial c_1^2} + \frac{\partial^2 y}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2 y}{\partial z_1^2}$$

وبنفس الطريقة يكتب $\nabla_2^2 y$، وحيث إن x_1 و x_2 يتبعان لـ x_c و x ومعطيان بالمعادلات (22)، (23) فإننا نكتب:

$$\frac{\partial y}{\partial x_1} = \frac{\partial y}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial x_1} + \frac{\partial y}{\partial x_c} \cdot \frac{\partial x_c}{\partial x_1} = \frac{\partial y}{\partial x} + \frac{\partial y}{\partial x_c} \frac{m_1}{m_1 + m_2}$$

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x_1^2} = \frac{\partial}{\partial x_1}\left(\frac{\partial y}{\partial x_1}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial y}{\partial x_1}\right)\frac{\partial x}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_c}\left(\frac{\partial y}{\partial x_1}\right)\frac{\partial x_c}{\partial x_1}$$

$$= \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 y}{\partial x \partial x_c}\frac{2m_1}{m_1 + m_2} + \frac{\partial^2 y}{\partial x_c^2}\left(\frac{m_1}{m_1 + m_2}\right)^2$$

وبنفس الطريقة نجد:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x_2^2} = \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 y}{\partial x \partial x_c} \cdot \frac{2m_1}{m_1 + m_2} + \frac{\partial^2 y}{\partial x_c^2}\left(\frac{m_2}{m_1 + m_2}\right)^2$$

وبالتالي المعادلة (24) تكتب كما يلي:

$$-\frac{\mathbf{h}^2}{2M_0}\left(\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 y}{\partial z^2}\right) - \frac{\mathbf{h}^2}{2(m_1 + m_2)}\left(\frac{\partial^2 y}{\partial x_c^2} + \frac{\partial^2 y}{\partial y_c^2} + \frac{\partial^2 y}{\partial z_c^2}\right) + Vy = Ey$$

حيث M_0 تمثل الكتلة المختزلة. وحيث إن V مستقل عن x, y, z فيمكن فصل المتغيرات ضمن هذه المعادلة باستخدام:

$$\psi(r, r_c) = \psi_0(r)\, \psi_c(r_c)$$

وبعد القسمة على الجداء $\psi_0\ \psi_c$ نجد:

$$[-\frac{\hbar^2}{2M_0}\ \frac{\nabla^2 \psi_0}{\psi_0}+V]+[-\frac{\hbar^2}{2(m_1+m_2)}\ \frac{\nabla^2 \psi_c}{\psi_c}]=E$$

وبفصل الطاقة E الكلية إلى طاقة مركز الكتل E_c وطاقة بالنسبة لمركز الكتــل E_0 فــإن المعادلة السابقة تسمح بكتابة المعادلتين:

$$-\frac{\hbar^2}{2M_0}\nabla^2\ \psi_0+V\psi_0=E_0\psi_0 \qquad (24')$$

$$-\frac{\hbar^2}{2(m_1+m_2)}\nabla^2\ \psi_c=E_c\ \psi_c$$

إن المعادلة الأولى تشبه المعادلة (10) والتي تخص جسيماً واحداً، أما المعادلة الثانية فهي معادلة الحركة لمركز الكتل بسرعة ثابتة.

يجب أن نتذكر أن المعادلة (19) تتطابق مــع $(24')$، حيــث كميــة الحركــة الزاويــة $\sqrt{\ell(\ell+1)}\ \hbar$ يجب أن تكون الآن مجموع كميتي الحركة الزاوية لكل من الجسيمين حــول مركز الكتل.

<u>**A. 7ـ جسيم ضمن مكعب مغلق:**</u>

لنطبق الآن معادلة شرودنجر المستقلة عن الزمن (10) على حــالتين بســيطتين واللتــين تعطينا أفكاراً محددة عن نظام كمي مثل النواة. الحالة الأولى، تمثل جسيماً ضمن مكعب مغلق يحاكي جسيماً في حالة مرتبطة كالكترون في الذرة أو كنيوكلون في النواة. والحالــة الثانيــة تمثل حزمة من الجسيمات.

يُمثل المكعب المغلق بجهد قيمته غير محدودة عند الأوجه بحيــث لا يمكــن للجســيم أن يخرج خارج المكعب. وبالتالي فإن Ψ يجب أن يكون معدوماً خارج المكعب (انظر الخاصــة الرابعة من خصائص Ψ). ولهذا، فإننا نفرض $V = 0$ داخل المكعب كما هو مبــين بالشــكل (3). وبالتعويض في المعادلة (10)، وبعد الفرض:

$$\psi(x, y, z) = X(x)\ Y(y)\ Z(z)$$

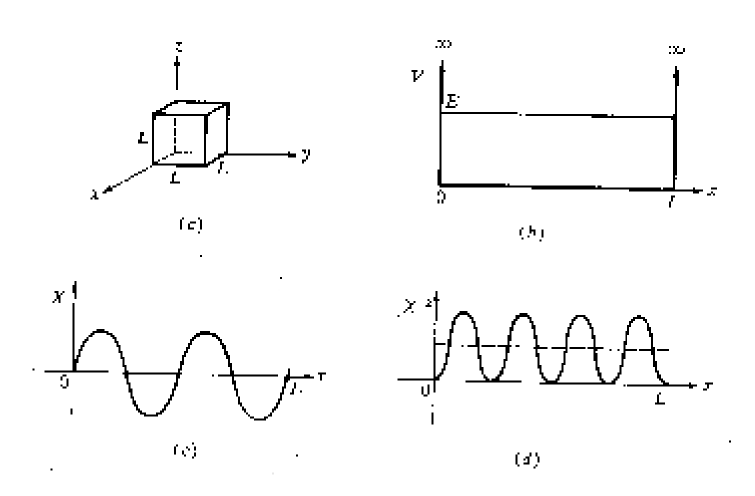
فإنه من السهل فصل المتحولات، فنحصل:

$$\frac{1}{X}\frac{d^2X}{dx^2}+\frac{1}{Y}\frac{d^2Y}{dy}+\frac{1}{Z}\frac{d^2Z}{dz^2}=-k^2 \qquad (25)$$

حيث k يُعرَّف اعتماداً على الطاقة E وكتلة الجسيم m_0 كما يلي:

$$k^2=\frac{2m_0E}{\hbar^2}$$

كل حد من حدود الطرف الأيسر في المعادلة (25) يتبع لأحداثي مغاير ومستقل. وبما أن مجموع حدود الطرف السابق يساوي ثابتاً، فكل حد يجب أن يساوي ثابتاً. فمثلا نفرض:



الشكل (3): جسيم ضمن مكعب مغلق. (a) تحديد المكعب. (b) شكل الجهد حيث E الطاقة الكلية للجسيم. (c) شكل تابع موجي نموذجي وحيد البعد ممتد على x ($n_x = 4$). (d) شكل الكثافة الاحتمالية الموافقة لــ c حيث أشرنا إلى الكثافة الاحتمالية الكلاسيكية بوساطة خط منقط.

$$\frac{1}{X}\frac{d^2X}{dx^2}=-k_x^2 \qquad (26)$$

ونفس الشيء بالنسبة للحدين الآخرين بحيث الثوابت المختلفة تحقق العلاقة التالية:

$$k_x^2+k_y^2+k_z^2=k^2$$

إن المعادلة (26) من شكل المعادلة (11)، فهي تقبل حلاً من الشكل:

$$X=a_x\,e^{ik_xx}+b_x\,e^{-ik_xx}$$

ويُحدد الثابتان من الشرطين الحديين:

$$X(0)=0\quad,\ X(L)=0$$

وبمعرفة أن $e^{i\theta} = \cos\theta + i\sin\theta$ ، فالشرط الأول $X(0) = 0$ من الشرطين السابقين يؤدي إلى المعادلة:

$$X = A_x \sin k_x x$$

حيث A_x ثابت اختياري، والشرط الثاني $X(L) = 0$ يؤدي إلى:

$$k_x = \frac{n_x p}{L}$$

حيث: $n_x = 0, 1, 2, 3, \ldots$. ونستبعد القيمة $n_x = 0$ لأن القيمة السابقة لـــ n_x يجعل $\psi = 0$ في كل نقطة من نقاط المكعب وهذا ما يخالف شرط التنظيم (التوحيد) للتـــابع ψ، والـــذي يعني أن الجسيم غير موجود داخل المكعب.

وباستخدام نفس الطريقة بالنسبة للحلين Y و Z نجد:

$$Y = A_y \sin k_y y \quad , \quad Z = A_z \sin k_z z$$

حيث:

$$k_y = \frac{n_y p}{L} \quad , \quad k_z = \frac{n_z p}{L}$$

وبالتالي فإن التابع الموجيψ يُعطى كما يلي:

$$\psi = A \sin k_x x \sin k_y y \sin k_z z \qquad (27)$$

وذلك بفرض:

$$A = A_x . A_y . A_z$$

وكل مركبة من مركبات التابع السابق يمثل موجة دي بروي. فمثلاً الطـــول المـــوجي وفـــق المحور x يساوي:

$$l_x = \frac{2p}{k_x} = \frac{2L}{n_x}$$

وهذا هو الشرط اللازم لتوليد موجة مستقرة ضمن المكعب بحيث تتكون عقـــد عنـــد وجـــوه المكعب.

واعتماداً على شرط التنظيم يمكن حساب الثابت A في التابع ψ المبين في المعادلـــة (27) كما يلي:

$$1 = A^2 \int_0^L \sin^2 \frac{n_x p\ x}{L}\, dx \int_0^L \sin^2 \frac{n_y p\ y}{L}\, dy \int_0^L \sin^2 \frac{n_z p\ z}{L}\, dz = A^2 (\frac{1}{2} L)^3$$

حيث كل تكامل يساوي $\frac{L}{2}$ لأن القيمة الوسطى لتابع مربع الجيب يســاوي 1/2. وباختيــار القيمة الموجبة لــ A نكتب:

$$A = (2/L)^{3/2}$$

والذي يسمح بكتابة الحل المنظم الكامل كما يلي:

$$y = \left(\frac{2}{L}\right)^{3/2} \sin \frac{n_x p\ x}{L} \sin \frac{n_y p\ y}{L} \sin \frac{n_z p\ z}{L} \qquad (28)$$

لنقارن الكثافة الاحتمالية $|\psi|^2$ مع نظيرتها الكلاسيكية. فحسب الميكانيك النيــوتني، لــدينا جسيم يرتد بمرونة على جميع وجوه المكعب المغلق ولا يعاني من أي تأثير متبادل. ولمثــل هذا الجسيم سرعة ثابتة داخل المكعب وبالتالي فإن كثافتة الاحتمالية تساوي $1/L^3$، وهذه هــي القيمة التي تنتهي إليها الكمية $|\psi|^2$ عندما تسعى الأعداد n_x و n_y و n_z إلى ∞ حيــث القيمــة الوسطى لتابع مربع الجيب تساوي 1/2. وهذا ما يُسمى بمبــدأ التنــاظر Correspondence principle لبور (Bohr , 1923) حيث وحسب هذا المبدأ، فإن ميكانيك الكــم يقتــرب مــن الميكانيك الكلاسيكي عندما تصبح الأعداد الكمية هنا (n_z , n_y , n_x) كبيرة جداً.

وبالعودة إلى تعريف k^2 نجد أنه يعطى، من أجل الجسيم الموجود داخل مكعب مغلق، كما يلي:

$$k^2 = \frac{2m_0}{\mathbf{h}^2} E$$

وبالتعويض عن مركبات k أي عن k_z , k_y , k_x نجد:

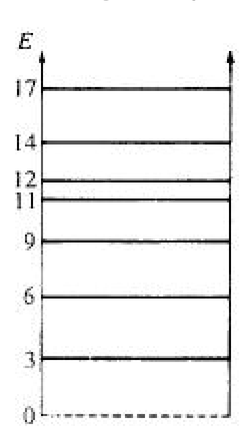
$$E = (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2) \frac{p^2 \mathbf{h}^2}{2m_0 L^2} \qquad (29)$$

وهكذا فإن الشروط الحدية للتابع ψ هي المسؤولة عن تكميم الطاقة E. وأيضــاً، فالقيمــة المحدودة والوحيدة لــ ψ (الشرطان 1 و 3 للتابع ψ) هي المسؤولة عن تكميم كمية الحركــة الزاوية.

نبين في الجدول التالي مستويات الطاقة للجسيم مقدرة بالوحدة $p^2 \mathbf{h}^2 / 2m_0 L$.

عدد المستويات	$(n_x^2+n_y^2+n_z^2)$	n_z	n_y	n_x
1	3	1	1	1
3	6	2	1	1
3	9	2	2	1
3	11	3	1	1
1	12	2	2	2
6	14	3	2	1
3	17	3	2	2

ونلاحظ في الجدول السابق أن الطاقة مقدرة بـ $(\pi^2 \hbar^2 / 2m_0 L)$ تأخذ القيمة 6(مثلاً) في السطر الثاني وتوافق 3 مستويات من أجل $(n_z = 2, n_y = 1, n_x = 1)$، $(n_z = 1, n_y = 2, n_x = 1)$، $(n_z = 1 , n_y = 1 , n_x = 2)$. فالمستويات الثلاثة لها نفس الطاقة لكن ثلاثة توابع موجية مختلفة، وهذا ما يُسمى بانطباق الطاقة. ونلاحظ حالة انطباق الطاقة أيضاً في الأسطر الثالث والرابع والسادس والسابع من الجدول السابق.



الشكل (4): مستويات الطاقة لجسيم داخل مكعب مغلق.

لنلاحظ أن حالة الطاقة الأدنى ليست هي الطاقة الصفرية.

نلاحظ في الشكل (4) مستويات الطاقة الموافقة للجدول السابق. وكما أشرنا سابقاً فإن الأعداد الكوانتية n_z , n_y , n_x لا يمكن أن تأخذ قيمة الصفر. وهكذا فإن الطاقة الأدنى لا تأخذ القيمة الصفرية. وهذا ما يتفق مع مبدأ الارتياب لهايزنبرج. فمن أجل حالة الطاقة الأقل فإن مركبة كمية الحركة P_x تقبل ارتياباً يساوي تقريباً:

$$\Delta P_x \approx 2P_x$$

وحيث إننا لا نستطيع تعيين مسار الجسيم بالاعتماد على التابع الموجي، فالارتياب في موضع الجسيم يساوي تقريباً:

$$\Delta x \approx L$$

وبما أن التابع الموجي يساوي موجة نصف جيبية وينعدم من أجل $x = L$ و $x = 0$ فإنه من غير الممكن تعيين الجسيم على مسافة من رتبة L. وبما أن $P_x=\hbar k_x$ وباستخدام العلاقة التي تعطي k_x أي $k_x = \frac{n_x p}{L}$ نجد:

$$\Delta P_x . \Delta x \approx h$$

وهذه إحدى صيغ مبدأ الارتياب.

ولنحسب الآن قفزة الطاقة الناتجة عن المعادلة (29). فمن أجل الكترون في الذرة: $L = 10^{-8}$ cm , $m_0 = 9.1 \times 10^{-28}$ g نجد:

$$\frac{p^2 \hbar^2}{2m_0 L^2} = \frac{p^2 (1.05\times10^{-27})^2}{2\times9.1\times10^{-28}\times10^{-16}} = 0.5\times10^{-10}\, erg \approx 30eV$$

من أجل نيوكلون ضمن النواة: $L = 5 \times 10^{-13}$ cm , $m_0 = 1.6 \times 10^{-24}$ g نجد:

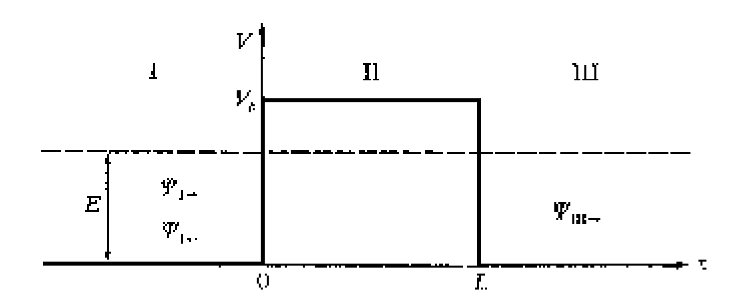
$$\frac{p^2 \hbar^2}{2m_0 L^2} \approx 6MeV$$

والقيمتان السابقتان المحسوبتان هما من رتبتين صحيحتين، وتسمحان لنا بتقدير الاختلاف الهائل بين الطاقة الذرية والطاقة النووية.

A. 8ـ اختراق جسيم لحاجز:

وكما أشرنا في بداية الفقرة السابقة، فإن الحالة الثانية التي سنطبق فيها معادلة شرودنجر (10) هي اختراق حزمة جسيمات لحاجز جهد وفق بعد وحيد. يناظر الحالة السابقة، في الفيزياء الكلاسيكية، حزمة من الكرات الصغيرة تتدحرج نحو قمة مستوي مائل. إنه من الواضح، إذا لم تكن الطاقة الكلية (غير النسبية) E لإحدى الكرات أكبر من الطاقة الكامنة (أكبرمن طاقة الوضع) الثقالية V_b والموافقة لقمة المستوي المائل، فإن الكرة السابقة ستتدحرج دوماً نحو الأسفل أي ستنعكس بوساطة حاجز الجهد. وبالعكس، من أجل $E > V_b$

فإن الكرة ستجتاز دوماً قمة المستوي المائل. إن النتائج السابقة تختلف في الجملة التي تكـــون فيها المفاعيل الكمية مهمة.



الشكل (5): حاجز جهد (كمون) بسيط وحيد البعد.

الجسيمات المتجهة نحو اليمين مشار إليها بتابع الموجة الممثل لها مع سهم يتجه نحو اليمين، وكذلك الجسيمات المتجهة نحو اليسار (قيم x السالبة) مشار إليها بتابع موجة مع سهم يتجه نحو اليسار.

يوضح الشكل (5) حاجز جهد بسيط ببعد وحيد. ونفرض أن حزمة الجسيمات قادمة مـــن جهة قيم x السالبة وتجتاز الحاجز باتجاه اليمين. لنفرض أن كل جسيم يمتلك طاقة كليـــة E. وللسهولة، فإننا نقسم الفراغ لثلاث مناطقIII , II , I ونفرض أن $V_I = 0$، $V_{II} = V_b$، $V_{III} = 0$. وحيث إن E > V ضمن المنطقتين I و III، فإنه بإمكاننا تمثيل الجسيمات بوساطة موجـــة متقدمة. ففي المنطقة I فإن بإمكان الجسيمات أن تنعكس باتجاه اليسار بعد صدمها للحـــاجز. وعلى العكس، فالجسيمات في المنطقة III لا يمكن أن تنعكس نحو اليسار حيث لا يوجد شيء في هذه المنطقة يمكنه أن يعكس الجسيمات نحو اليسار. وحلول المعادلة (11) في المنطقتـــين I و III هي:

$$y_{I} = a_{\mathrm{I}} e^{ikx} + b_{\mathrm{I}} e^{-ikx} = y_{I\rightarrow} + y_{I\leftarrow} \qquad (30)$$

$$y_{III} = a_{III} e^{ikx} = y_{III\rightarrow} \qquad (31)$$

وذلك بفرض:

$$k^2 = \frac{2m_0 E}{\mathbf{h}^2}$$

أما في المنطقة II فالمعادلة التي يجب أن نحلها هي:

$$\frac{d^2 y_{\mathrm{II}}}{dx^2} = K^2 y_{\mathrm{II}}$$

حيث: $K^2 = 2m_0(V_b - E)/\mathbf{h}^2$

والحل هو:

$$y_{II} = a_{II}\, e^{Kx} + b_{II}\, e^{-Kx} \qquad (32)$$

ونرى أن الحل السابق يمثل موجة مستقرة.

إن النفاذية (احتمال عبور الحاجز) P لجسيمات سرعتها ϑ تساوي:

$$P = \frac{|y_{III\rightarrow}|^2 J}{|y_{I\rightarrow}|^2 J} = \frac{|a_{III}|^2}{|a_I|^2}$$

من وجهة نظر كلاسيكية فإن الجسيمات لا يمكن أن تتواجد في المنطقة II من الحاجز لأن طاقتها ستصبح سالبة، ومع ذلك فإن تطبيق مبدأ الارتياب على هذه الحالة يبين أنه إذا أردنا التأكد من وجود الجسيم في المنطقة II وجب علينا أن نعطي الجسيم كمية حركة كافية من أجل أن تصبح طاقته الحركية موجبة.

وأيضاً وباعتماد الميكانيك الكلاسيكي فإن الجسيمات تتحرك بسرعة ϑ بتيار يساوي $n\vartheta$ حيث n عدد الجسيمات في وحدة الحجم. فكثافة التيار تساوي عدد الجسيمات التي تعبر، باتجاه معين، وحدة السطوح العمودية على ϑ وخلال وحدة الزمن. والتدفق يساوي عدد الجسيمات الذي يجتاز وحدة السطوح خلال وحدة الزمن. ومن أجل حزمة من الجسيمات، يمكن استخدام التدفق أو كثافة التيار (بحيث إن السطح يجب أن يكون عمودياً على متجه السرعة) بطرق مختلفة. إن العبارة الكمية الصحيحة لكثافة التيار معطاة في المرجع سشيف Schiff 1955. ومن أجل أمواج مستوية فإن الكثافة السابقة تساوي $\vartheta\, |\psi|^2$.

ولحساب النفاذية P فإننا نقوم بتعيين العوامل (العقدية) a , b وذلك بفرض ψ و $d\psi/ d_X$ كل منهما مستمر من أجل $x = 0$ و $x = L$.

من أجل $x = 0$ نجد:

$y_{I\rightarrow} + y_{I\leftarrow} = y_{II}$ والذي يؤدي إلى $a_I + b_I = a_{II} + b_{II}$ ومن أجل $x = L$ نجد أيضاً: $y_{II} = y_{III\rightarrow}$ والذي يؤدي إلى $a_{II}\, e^{KL} + b_{II}\, e^{-KL} = a_{III}\, e^{ikL}$ وباشتقاق ψ نحصل على معادلات مماثلة.

إن الحساب التفصيلي لــ P معطى في المرجــع إيفــانس Evans 1955 حيــث النتيجــة تساوي:

$$P = \left[1 + \frac{V_b^2}{4E(V_b - E)} sh^2 KL\right]^{-1}$$

ومن أجل KL >> 1 فإن: $sh^2 KL = \frac{1}{4} e^{2KL}$ وبالتالي فإن:

$$P \approx 16 \frac{E}{V_b} (1 - \frac{E}{V_b}) e^{-2KL}$$

وفي أغلب الحالات الفيزيائية، فإن العامل المسيطر هو العمل e^{-2KL}. فمن أجل بروتونــات 5MeV وجهد $V_b = 10MeV$ وعرض حاجز $L = 10^{-12}cm$ (من مرتبة أبعاد النواة) نجد:

$$K = \frac{[2\times1.6\times10^{-24}\times(10-5)\times1.6\times10^{-6}]^{1/2}}{1.05\times10^{-27}} \approx 5\times10^{12}\ cm^{-1}$$

وبالتالي فإن:

$$e^{-2KL} = e^{-10} = 0.5\times10^{-4}$$

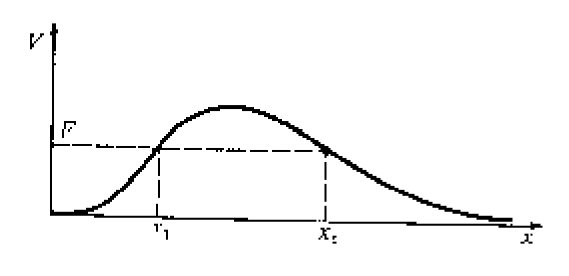
$$P = (16\times0.5\times0.5)\times0.5\times10^{-4} = 2\times10^{-4}$$

وكثيراً ما تكتب النفاذية P كما يلي:

$$P \approx e^{-g}$$

حيث: $g = 2KL = 2[2m_0(V_b - E)]^{1/2} \frac{L}{\mathbf{h}}$

وعندما يكون V تابعاً لــ x، كما في الشكل (6)، يبرهن أن (سشيف 1955):



الشكل (6)

$$g = \frac{2}{\hbar} \int_{x_1}^{x_2} \{2m_0\,[V(x) - E]\}^{1/2}\; dx$$

x_1 و x_2 فاصلتا الجهد $V\,(x)$ بحيث $E = V(x)$ كما هو مبين في الشكل (6).

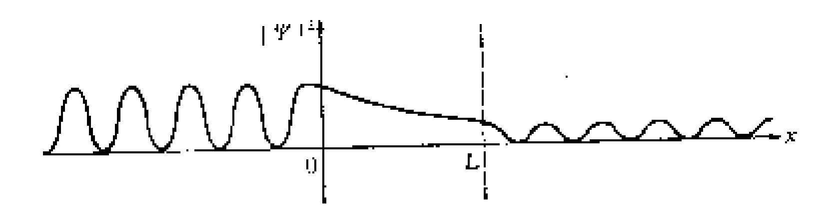
وكما فعلنا في الفقرة (A .5)، فإننا نحصل، من أجل تناظر كروي، علـــى معادلـــة ببعـــد وحيد:

$$g = \frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \{2m_0\,[V(r) - E]\}^{1/2}\; dr$$

حيث لدينا هنا أيضاً: $P \approx e^{-g}$.

ونستعمل العبارة الرياضية السابقة لمعالجة تفكك ألفا كما هو مبين في الفصل الثاني مـــن هذا الكتاب. وعندما ينتج الجهد عن التأثير المتبادل بـــين جســـيمين فـــإن m_0 تمثـــل الكتلـــة المختزلة.

ويبين الشكل (7) شكل التابع الموجي الذي نحصل عليه، بعد تعويض قيم a، b المعينـــة اعتماداً على الشروط الحديّة في المعادلات (30)، (31)، (32). ونلاحظ، في مثالنا، أن طاقة الجسيم لم تتغير على جانبي حاجز الجهد وبالتالي فإن الطول الموجي لم يتغير أيضـــاً وإنمـــا الذي تغير مطال التابع الموجي.



الشكل (7): يُوضح التابع الموجي بالنسبة لحاجز الجهد المبين في الشكل (5). يقع مصدر جسيمات ألفا عند $x = -\infty$

<u>A. 9 ـــ النوعية (الندية):</u>

واضح من المعادلة (10) ومن عبارة $\nabla^2 y$ أن حلول معادلة شرودنجر لا تتغير عنـــد إجراء التحويلات $(z \to -z, y \to -y, x \to -x)$ والتي تكافئ التحويل $(r \to -r)$ إذا كان:

$$V(-x_1, -y_1, -z) = V(x_1, y_1, z) \qquad (33)$$

وبالتعريف فإن مؤثر النوعية هو تعويض r بـــ r-. وفي كل عملية تأثير نوعية تتحقق من أجلها المعادلة (33) السابقة، أي يبقى الجهد لا متغيراً، نقول عن الجهد الســـابق أنـــه يحفـــظ النوعية. وعملياً، فإن كل الجهود في الفيزياء، حتى الجهود الناتجة عن القوى النووية، تتمتـــع بالخاصة السابقة.

من أجل جهد من الشكل المبين بالمعادلة (33)، فإن للتابع الموجي ψ نوعية زوجيـــة إذا كان:

$$\psi(-r) = \psi(r)$$

أما إذا كان:

$$\psi(-r) = -\psi(r)$$

فإن للتابع الموجي ψ نوعية فردية.

إن حفظ النوعية في التفاعلات النووية يؤدي دوراً مهماً على حركة التطـــورات النوويـــة (تفككات وتفاعلات). وبالنتيجة فإنه من المهم أن نحدد نوعية الحالات النووية بطريقة تجريبية أو نظرية. إن نوعية التابع الموجي (المستقر) يمكن عادة إيجادها اعتماداً على الأعداد الكمية.

لنأخذ حالة الجسيم الواقع داخل المكعب المغلق (شكل a.3). إن نوعية التابع الموجي (28) غير محددة لأن ψ= 0 خارج المكعب، وبالتالي فإن:

$$\psi(-x) \neq \psi(x)$$

حيث إن وضع المكعب بالنسبة للمبدأ يؤدي إلى أن V لا يحقق المعادلة (33). وبإزاحة المبدأ إلى مركز المكعب فإن V يحقق المعادلة (33) ويكتب التابع الموجي (28) كما يلي:

$$y = \left(\frac{2}{L}\right)^{3/2} \sin\left(\frac{n_x p\, x'}{L} + \frac{n_x p}{2}\right) \sin\left(\frac{n_y p\, y'}{L} + \frac{n_y p}{2}\right) \sin\left(\frac{n_z p\, z'}{L} + \frac{n_z p}{2}\right)$$

حيث 'x، 'y، 'z هي الإحداثيات بالنسبة لمركز المكعب، ($x' = x - \frac{L}{2}, ...$) . من أجل كل القيم الفردية لـــ n_x فإن العامل الجيبي الأول من التابع الموجي يساوي:

$$\pm \cos \frac{n_x p\, x'}{L}$$

وهكذا بالنسبة للعاملين الجيبيين الآخرين، وبالتالي فإن:

$$\psi = (-x', -y', -z') = \psi(x', y', z')$$

وللتابع الموجي نوعية موجبة.

ومن أجل كل القيم الزوجية لـــ n_x فإن العامل الجيبي الأول من التابع الموجي يساوي:

$$\pm \sin \frac{n_x p\, x'}{L}$$

وهكذا بالنسبة للعاملين الجيبيين الآخرين، مما يؤدي إلى:

$$\psi = (-x', -y', -z') = -\psi\,(x', y', z')$$

أي أن نوعية التابع الموجي سالبة.

وبالنتيجة يمكن أن نقول إن التابع الموجي السابق زوجي أو فردي حسب حاصل الجمـــع $(n_x + n_y + n_z)$ فردي أو زوجي.

ويمكن أن نبين أن للتابع الموجي المبين في المعادلة (18)، ومن أجل الجهـــود الكرويـــة، نوعية زوجية تساوي $(-1)^{\ell}$ حيث ℓ العدد الكمي المداري الذي يحدد العزم الزاوي المـــداري $\sqrt{\mathbf{l}\,(\mathbf{l}+1)}\ \mathbf{h}$ للجملة.

وهكذا يمكن القول بأننا قد أكملنا معرفتنا بمفاهيم ميكانيك الكم والتي نحتاجها لفهم البنيـــة النووية.

الملحق B

جدول الكتل النووية التجريبية

يتضمن هذا الجدول ما يلي: رمز النواة Nucleus، العدد الكتلي A، العدد الــذري Z، زيادة الكتلة Mass Excess مقدرة بالــMeV .

ونبين فيما يلي كيفية حساب كتلة عنصر ما اعتماداً على هذا الجدول. فمــثلاً مــن أجــل العنصر ^{4}He نجد من الجدول أن زيادة الكتلة تساوي: $\Delta = 2424.911 MeV$ ولنعبر عــن Δ بوحدة الكتل الذرية كما يلي:

$$\Delta = \frac{2424.911}{931480} = 0.0026034u$$

وبالتالي فإن:

$$M(^{4}He) = 4 + \Delta = 4.0026034u$$

A	Z	nucleus	Mass access	A	Z	nucleus	Mass access	A	Z	nucleus	Mass access
1	0	n	8.071	16	5	B	37.140	20	8	O	3.796
1	1	H	7.289	17	5	B	43.310	21	8	O	8.066
2	1	H	13.136	18	5	B	52.280	22	8	O	9.44
3	1	H	14.95	19	5	B	59.360	23	8	O	14.540
4	1	H	25.84	8	6	C	35.094	24	8	O	18.790
3	2	He	14.931	9	6	C	28.913	14	9	F	33.610
4	2	He	2.424	10	6	C	15.699	15	9	F	16.77
5	2	He	11.39	11	6	C	10.65	16	9	F	10.68
6	2	He	17.592	12	6	C	0	17	9	F	1.951
7	2	He	26.11	13	6	C	3.125	18	9	F	0.873
8	2	He	31.598	14	6	C	3.02	19	9	F	-1.487
9	2	He	40.81	15	6	C	9.873	20	9	F	-0.017
4	3	Li	25.12	16	6	C	13.694	21	9	F	-0.047
5	3	Li	11.68	17	6	C	21.035	22	9	F	2.83
6	3	Li	14.085	18	6	C	24.92	23	9	F	3.35
7	3	Li	14.907	19	6	C	32.630	24	9	F	7.780
8	3	Li	20.945	20	6	C	37.070	25	9	F	10.940
9	3	Li	24.954	10	7	N	39.700	26	9	F	17.700
10	3	Li	33.84	11	7	N	24.89	16	10	Ne	23.989
11	3	Li	40.9	12	7	N	17.338	17	10	Ne	16.48
6	4	Be	18.374	13	7	N	5.345	18	10	Ne	5.319
7	4	Be	15.768	14	7	N	2.863	19	10	Ne	1.751
8	4	Be	4.941	15	7	N	0.101	20	10	Ne	-7.047
9	4	Be	11.347	16	7	N	5.682	21	10	Ne	-5.737
10	4	Be	12.607	17	7	N	7.871	22	10	Ne	-8.027
11	4	Be	20.174	18	7	N	13.117	23	10	Ne	-5.156
12	4	Be	25.077	19	7	N	15.871	24	10	Ne	-5.95
13	4	Be	35	20	7	N	21.880	25	10	Ne	-2.06
14	4	Be	40.1	21	7	N	25.150	26	10	Ne	0.44
7	5	B	27.87	22	7	N	31.730	27	10	Ne	6.410
8	5	B	22.92	12	8	O	32.06	28	10	Ne	10.780
9	5	B	12.415	13	8	O	23.113	18	11	Na	25.320
10	5	B	12.05	14	8	O	8.006	19	11	Na	12.928
11	5	B	8.668	15	8	O	2.855	20	11	Na	6.839
12	5	B	13.369	16	8	O	-4.737	21	11	Na	-2.189
13	5	B	16.562	17	8	O	-0.809	22	11	Na	-5.185
14	5	B	23.664	18	8	O	-0.782	23	11	Na	-9.532
15	5	B	28.97	19	8	O	3.332	24	11	Na	-8.42

A	Z	nucleus	Mass access	A	Z	nucleus	Mass access	A	Z	nucleus	Mass access
25	11	Na	-9.36	32	13	Al	-11.210	40	15	P	-7.020
26	11	Na	-6.904	33	13	Al	-8.840	27	16	S	18.220
27	11	Na	-5.6	34	13	Al	-3.660	28	16	S	4.13
28	11	Na	-1.14	35	13	Al	-0.660	29	16	S	-3.16
29	11	Na	2.65	36	13	Al	5.050	30	16	S	-14.063
30	11	Na	8.21	23	14	Si	23.530	31	16	S	-19.045
31	11	Na	11.83	24	14	Si	10.755	32	16	S	-26.016
32	11	Na	16.55	25	14	Si	3.827	33	16	S	-26.586
33	11	Na	21.47	26	14	Si	-7.145	34	16	S	-29.932
34	11	Na	26.65	27	14	Si	-12.385	35	16	S	-28.846
20	12	Mg	17.57	28	14	Si	-21.492	36	16	S	-30.664
21	12	Mg	10.913	29	14	Si	-21.895	37	16	S	-26.896
22	12	Mg	-0.397	30	14	Si	-24.433	38	16	S	-26.861
23	12	Mg	-5.473	31	14	Si	-22.95	39	16	S	-23.000
24	12	Mg	-13.933	32	14	Si	-24.081	40	16	S	-22.52
25	12	Mg	-13.192	33	14	Si	-20.492	41	16	S	-17.870
26	12	Mg	-16.214	34	14	Si	-19.958	42	16	S	-16.420
27	12	Mg	-14.586	35	14	Si	-14.32	29	17	Cl	15.050
28	12	Mg	-15.019	36	14	Si	-13.260	30	17	Cl	4.840
29	12	Mg	-10.661	37	14	Si	-7.000	31	17	Cl	-7.06
30	12	Mg	-9.1	38	14	Si	-5.360	32	17	Cl	-13.33
31	12	Mg	-3.650	25	15	P	22.080	33	17	Cl	-21.003
32	12	Mg	-1.75	26	15	P	11.260	34	17	Cl	-24.44
33	12	Mg	5.010	27	15	P	-0.75	35	17	Cl	-29.013
34	12	Mg	8.440	28	15	P	-7.161	36	17	Cl	-29.522
35	12	Mg	14.680	29	15	P	-16.951	37	17	Cl	-31.761
22	13	Al	18.09	30	15	P	-20.2	38	17	Cl	-29.798
23	13	Al	6.767	31	15	P	-24.441	39	17	Cl	-29.802
24	13	Al	-0.055	32	15	P	-24.305	40	17	Cl	-27.53
25	13	Al	-8.915	33	15	P	-26.338	41	17	Cl	-27.4
26	13	Al	-12.21	34	15	P	-24.557	42	17	Cl	-24.420
27	13	Al	-17.197	35	15	P	-24.857	43	17	Cl	-23.13
28	13	Al	-16.851	36	15	P	-20.251	44	17	Cl	-20.010
29	13	Al	-18.215	37	15	P	-19.260	31	18	Ar	11.660
30	13	Al	-15.89	38	15	P	-14.160	32	18	Ar	-2.18
31	13	Al	-15.05	39	15	P	-12.500	33	18	Ar	-9.38

A	Z	nucleus	Mass access	A	Z	nucleus	Mass access	A	Z	nucleus	Mass access
34	18	Ar	-18.379	39	20	Ca	-27.275	46	22	Ti	-44.125
35	18	Ar	-23.048	40	20	Ca	-34.846	47	22	Ti	-44.931
36	18	Ar	-30.23	41	20	Ca	-35.137	48	22	Ti	-48.487
37	18	Ar	-30.948	42	20	Ca	-38.547	49	22	Ti	-48.558
38	18	Ar	-34.715	43	20	Ca	-38.408	50	22	Ti	-51.426
39	18	Ar	-33.241	44	20	Ca	-41.469	51	22	Ti	-49.726
40	18	Ar	-35.039	45	20	Ca	-40.812	52	22	Ti	-49.464
41	18	Ar	-33.066	46	20	Ca	-43.14	53	22	Ti	-46.83
42	18	Ar	-34.42	47	20	Ca	-42.345	54	22	Ti	-45.530
43	18	Ar	-31.98	48	20	Ca	-44.214	42	23	V	-8.220
44	18	Ar	-32.26	49	20	Ca	-41.289	43	23	V	-17.920
45	18	Ar	-29.72	50	20	Ca	-39.57	44	23	V	-23.800
46	18	Ar	-29.72	51	20	Ca	-35.01	45	23	V	-31.875
47	18	Ar	-25.91	52	20	Ca	-32.460	46	23	V	-37.075
33	19	K	8.000	38	21	Sc	-4.460	47	23	V	-42.004
34	19	K	-1.480	39	21	Sc	-14.3	48	23	V	-44.474
35	19	K	-11.167	40	21	Sc	-20.526	49	23	V	-47.956
36	19	K	-17.425	41	21	Sc	-28.643	50	23	V	-49.219
37	19	K	-24.798	42	21	Sc	-32.121	51	23	V	-52.199
38	19	K	-28.802	43	21	Sc	-36.187	52	23	V	-51.438
39	19	K	-33.806	44	21	Sc	-37.815	53	23	V	-51.846
40	19	K	-33.534	45	21	Sc	-41.069	54	23	V	-49.889
41	19	K	-35.558	46	21	Sc	-41.758	55	23	V	-49.15
42	19	K	-35.02	47	21	Sc	-44.33	56	23	V	-46.110
43	19	K	-36.593	48	21	Sc	-44.492	44	24	Cr	-13.45
44	19	K	-35.81	49	21	Sc	-46.558	45	24	Cr	-19.41
45	19	K	-36.614	50	21	Sc	-44.537	46	24	Cr	-29.472
46	19	K	-35.418	51	21	Sc	-43.218	47	24	Cr	-34.553
47	19	K	-35.696	52	21	Sc	-40.060	48	24	Cr	-42.818
48	19	K	-32.122	53	21	Sc	-38.230	49	24	Cr	-45.328
49	19	K	-30.77	40	22	Ti	-9.063	50	24	Cr	-50.257
50	19	K	-25.520	41	22	Ti	-15.69	51	24	Cr	-51.447
35	20	Ca	4.45	42	22	Ti	-25.121	52	24	Cr	-55.414
36	20	Ca	-6.44	43	22	Ti	-29.32	53	24	Cr	-55.282
37	20	Ca	-13.159	44	22	Ti	-37.548	54	24	Cr	-56.93
38	20	Ca	-22.059	45	22	Ti	-39.006	55	24	Cr	-55.105

56	24	Cr	-55.29	53	27	Co	-42.639	60	29	Cu	-58.344
57	24	Cr	-52.690	54	27	Co	-48.007	61	29	Cu	-61.982
58	24	Cr	-52.050	55	27	Co	-54.025	62	29	Cu	-62.797
46	25	Mn	-12.470	56	27	Co	-56.037	63	29	Cu	-65.578
47	25	Mn	-22.650	57	27	Co	-59.342	64	29	Cu	-65.423
48	25	Mn	-29.211	58	27	Co	-59.844	65	29	Cu	-67.262
49	25	Mn	-37.611	59	27	Co	-62.226	66	29	Cu	-66.256
50	25	Mn	-42.625	60	27	Co	-61.646	67	29	Cu	-67.303
51	25	Mn	-48.238	61	27	Co	-62.897	68	29	Cu	-65.54
52	25	Mn	-50.702	62	27	Co	-61.423	69	29	Cu	-65.741
53	25	Mn	-54.686	63	27	Co	-61.839	70	29	Cu	-63.39
54	25	Mn	-55.553	64	27	Co	-59.791	71	29	Cu	-62.920
55	25	Mn	-57.708	65	27	Co	-59.16	56	30	Zn	-26.13
56	25	Mn	-56.907	52	28	Ni	-22.64	57	30	Zn	-32.7
57	25	Mn	-57.487	53	28	Ni	-29.38	58	30	Zn	-42.21
58	25	Mn	-55.83	54	28	Ni	-39.21	59	30	Zn	-47.26
59	25	Mn	-55.476	55	28	Ni	-45.33	60	30	Zn	-54.185
60	25	Mn	-52.9	56	28	Ni	-53.901	61	30	Zn	-56.343
48	26	Fe	-18.13	57	28	Ni	-56.077	62	30	Zn	-61.17
49	26	Fe	-24.58	58	28	Ni	-60.225	63	30	Zn	-62.211
50	26	Fe	-34.47	59	28	Ni	-61.153	64	30	Zn	-66.002
51	26	Fe	-40.217	60	28	Ni	-64.47	65	30	Zn	-65.91
52	26	Fe	-48.331	61	28	Ni	-64.219	66	30	Zn	-68.898
53	26	Fe	-50.943	62	28	Ni	-66.745	67	30	Zn	-67.879
54	26	Fe	-56.25	63	28	Ni	-65.512	68	30	Zn	-70.006
55	26	Fe	-57.476	64	28	Ni	-67.098	69	30	Zn	-68.417
56	26	Fe	-60.603	65	28	Ni	-65.124	70	30	Zn	-69.561
57	26	Fe	-60.178	66	28	Ni	-66.029	71	30	Zn	-67.323
58	26	Fe	-62.151	67	28	Ni	-63.743	72	30	Zn	-68.131
59	26	Fe	-60.661	68	28	Ni	-63.483	73	30	Zn	-65.41
60	26	Fe	-61.406	69	28	Ni	-60.46	74	30	Zn	-65.708
61	26	Fe	-58.919	54	29	Cu	-21.210	75	30	Zn	-62.53
62	26	Fe	-58.896	55	29	Cu	-31.630	76	30	Zn	-62.29
63	26	Fe	-55.19	56	29	Cu	-38.584	77	30	Zn	-58.820
50	27	Co	-17.980	57	29	Cu	-47.35	78	30	Zn	-57.660
51	27	Co	-27.420	58	29	Cu	-51.662	79	30	Zn	-53.820
52	27	Co	-34.287	59	29	Cu	-56.353	80	30	Zn	-51.89

61	31	Ga	-47.540	78	32	Ge	-71.863	75	34	Se	-72.171
62	31	Ga	-51.999	79	32	Ge	-69.49	76	34	Se	-75.254
63	31	Ga	-56.69	80	32	Ge	-69.38	77	34	Se	-74.601
64	31	Ga	-58.837	81	32	Ge	-66.31	78	34	Se	-77.028
65	31	Ga	-62.654	82	32	Ge	-65.38	79	34	Se	-75.92
66	31	Ga	-63.724	83	32	Ge	-61.140	80	34	Se	-77.762
67	31	Ga	-66.878	84	32	Ge	-58.150	81	34	Se	-76.392
68	31	Ga	-67.085	65	33	As	-47.510	82	34	Se	-77.596
69	31	Ga	-69.322	66	33	As	-52.07	83	34	Se	-75.343
70	31	Ga	-68.905	67	33	As	-56.65	84	34	Se	-75.952
71	31	Ga	-70.139	68	33	As	-58.88	85	34	Se	-72.42
72	31	Ga	-68.589	69	33	As	-63.08	86	34	Se	-70.54
73	31	Ga	-69.705	70	33	As	-64.34	87	34	Se	-66.710
74	31	Ga	-68.06	71	33	As	-67.894	88	34	Se	-63.820
75	31	Ga	-68.466	72	33	As	-68.228	69	35	Br	-46.800
76	31	Ga	-66.44	73	33	As	-70.955	70	35	Br	-51.140
77	31	Ga	-66.320	74	33	As	-70.861	71	35	Br	-56.590
78	31	Ga	-63.560	75	33	As	-73.035	72	35	Br	-59.000
79	31	Ga	-62.72	76	33	As	-72.29	73	35	Br	-63.6
80	31	Ga	-59.38	77	33	As	-73.918	74	35	Br	-65.301
81	31	Ga	-57.99	78	33	As	-72.819	75	35	Br	-69.142
82	31	Ga	-53.380	79	33	As	-73.639	76	35	Br	-70.291
63	32	Ge	-47.310	80	33	As	-72.165	77	35	Br	-73.237
64	32	Ge	-54.43	81	33	As	-72.536	78	35	Br	-73.455
65	32	Ge	-56.41	82	33	As	-70.078	79	35	Br	-76.07
66	32	Ge	-61.62	83	33	As	-69.88	80	35	Br	-75.891
67	32	Ge	-62.656	84	33	As	-66.080	81	35	Br	-77.978
68	32	Ge	-66.978	85	33	As	-63.510	82	35	Br	-77.499
69	32	Ge	-67.097	86	33	As	-59.340	83	35	Br	-79.01
70	32	Ge	-70.561	67	34	Se	-46.860	84	35	Br	-77.776
71	32	Ge	-69.906	68	34	Se	-54.080	85	35	Br	-78.607
72	32	Ge	-72.583	69	34	Se	-56.3	86	35	Br	-75.64
73	32	Ge	-71.295	70	34	Se	-61.540	87	35	Br	-73.856
74	32	Ge	-73.423	71	34	Se	-63.090	88	35	Br	-70.72
75	32	Ge	-71.858	72	34	Se	-67.897	89	35	Br	-68.420
76	32	Ge	-73.214	73	34	Se	-68.215	90	35	Br	-64.65
77	32	Ge	-71.216	74	34	Se	-72.215	71	36	Kr	-46.490

72	36	Kr	-53.940	88	37	Rb	-82.601	80	39	Y	-61.190
73	36	Kr	-56.89	89	37	Rb	-81.709	81	39	Y	-65.95
74	36	Kr	-62.13	90	37	Rb	-79.35	82	39	Y	-68.18
75	36	Kr	-64.214	91	37	Rb	-77.786	83	39	Y	-72.37
76	36	Kr	-68.965	92	37	Rb	-74.811	84	39	Y	-74.23
77	36	Kr	-70.194	93	37	Rb	-72.688	85	39	Y	-77.845
78	36	Kr	-74.147	94	37	Rb	-68.518	86	39	Y	-79.279
79	36	Kr	-74.445	95	37	Rb	-65.813	87	39	Y	-83.014
80	36	Kr	-77.894	96	37	Rb	-61.15	88	39	Y	-84.294
81	36	Kr	-77.697	97	37	Rb	-58.29	89	39	Y	-87.703
82	36	Kr	-80.592	98	37	Rb	-54.09	90	39	Y	-86.488
83	36	Kr	-79.982	99	37	Rb	-50.86	91	39	Y	-86.349
84	36	Kr	-82.43	77	38	Sr	-57.88	92	39	Y	-84.833
85	36	Kr	-81.477	78	38	Sr	-63.450	93	39	Y	-84.245
86	36	Kr	-83.262	79	38	Sr	-65.340	94	39	Y	-82.348
87	36	Kr	-80.706	80	38	Sr	-70.19	95	39	Y	-81.214
88	36	Kr	-79.688	81	38	Sr	-71.47	96	39	Y	-78.3
89	36	Kr	-76.72	82	38	Sr	-75.998	97	39	Y	-76.27
90	36	Kr	-74.947	83	38	Sr	-76.781	98	39	Y	-72.52
91	36	Kr	-71.37	84	38	Sr	-80.641	99	39	Y	-70.17
92	36	Kr	-68.65	85	38	Sr	-81.099	100	39	Y	-67.29
93	36	Kr	-64.16	86	38	Sr	-84.518	101	39	Y	-64.650
73	37	Rb	-46.590	87	38	Sr	-84.875	102	39	Y	-61.450
74	37	Rb	-51.67	88	38	Sr	-87.916	81	40	Zr	-58.79
75	37	Rb	-57.21	89	38	Sr	-86.211	82	40	Zr	-64.18
76	37	Rb	-60.53	90	38	Sr	-85.942	83	40	Zr	-66.35
77	37	Rb	-64.917	91	38	Sr	-83.652	84	40	Zr	-71.430
78	37	Rb	-66.98	92	38	Sr	-82.923	85	40	Zr	-73.15
79	37	Rb	-70.839	93	38	Sr	-80.16	86	40	Zr	-77.980
80	37	Rb	-72.176	94	38	Sr	-78.836	87	40	Zr	-79.348
81	37	Rb	-75.459	95	38	Sr	-75.05	88	40	Zr	-83.626
82	37	Rb	-76.203	96	38	Sr	-72.88	89	40	Zr	-84.871
83	37	Rb	-79.049	97	38	Sr	-68.81	90	40	Zr	-88.77
84	37	Rb	-79.748	98	38	Sr	-66.38	91	40	Zr	-87.893
85	37	Rb	-82.164	99	38	Sr	-62.15	92	40	Zr	-88.457
86	37	Rb	-82.744	100	38	Sr	-60.2	93	40	Zr	-87.12
87	37	Rb	-84.593	79	39	Y	-58.140	94	40	Zr	-87.268

95	40	Zr	-85.659	90	42	Mo	-80.17	106	43	Tc	-79.79
96	40	Zr	-85.442	91	42	Mo	-82.208	107	43	Tc	-79.160
97	40	Zr	-82.95	92	42	Mo	-86.809	108	43	Tc	-76.280
98	40	Zr	-81.283	93	42	Mo	-86.805	109	43	Tc	-74.920
99	40	Zr	-77.79	94	42	Mo	-88.413	110	43	Tc	-71.640
100	40	Zr	-76.59	95	42	Mo	-87.709	90	44	Ru	-65.470
101	40	Zr	-73.38	96	42	Mo	-88.792	91	44	Ru	-68.410
102	40	Zr	-71.77	97	42	Mo	-87.542	92	44	Ru	-74.410
103	40	Zr	-68.29	98	42	Mo	-88.113	93	44	Ru	-77.27
104	40	Zr	-66.260	99	42	Mo	-85.967	94	44	Ru	-82.569
84	41	Nb	-61.530	100	42	Mo	-86.186	95	44	Ru	-83.451
85	41	Nb	-66.940	101	42	Mo	-83.513	96	44	Ru	-86.073
86	41	Nb	-69.580	102	42	Mo	-83.559	97	44	Ru	-86.113
87	41	Nb	-74.18	103	42	Mo	-80.76	98	44	Ru	-88.225
88	41	Nb	-76.430	104	42	Mo	-80.37	99	44	Ru	-87.617
89	41	Nb	-80.58	105	42	Mo	-77.36	100	44	Ru	-89.219
90	41	Nb	-82.659	106	42	Mo	-76.27	101	44	Ru	-87.95
91	41	Nb	-86.64	107	42	Mo	-72.910	102	44	Ru	-89.099
92	41	Nb	-86.451	108	42	Mo	-71.460	103	44	Ru	-87.26
93	41	Nb	-87.21	88	43	Tc	-62.330	104	44	Ru	-88.093
94	41	Nb	-86.368	89	43	Tc	-68.000	105	44	Ru	-85.932
95	41	Nb	-86.783	90	43	Tc	-70.970	106	44	Ru	-86.326
96	41	Nb	-85.606	91	43	Tc	-75.99	107	44	Ru	-83.71
97	41	Nb	-85.608	92	43	Tc	-78.939	108	44	Ru	-83.76
98	41	Nb	-83.528	93	43	Tc	-83.607	109	44	Ru	-80.720
99	41	Nb	-82.328	94	43	Tc	-84.158	110	44	Ru	-80.240
100	41	Nb	-79.929	95	43	Tc	-86.018	111	44	Ru	-77.030
101	41	Nb	-78.95	96	43	Tc	-85.819	112	44	Ru	-76.030
102	41	Nb	-76.35	97	43	Tc	-87.222	92	45	Rh	-63.140
103	41	Nb	-75.24	98	43	Tc	-86.429	93	45	Rh	-69.110
104	41	Nb	-72.26	99	43	Tc	-87.324	94	45	Rh	-72.94
105	41	Nb	-70.94	100	43	Tc	-86.017	95	45	Rh	-78.34
106	41	Nb	-67.290	101	43	Tc	-86.337	96	45	Rh	-79.626
86	42	Mo	-64.680	102	43	Tc	-84.569	97	45	Rh	-82.59
87	42	Mo	-67.44	103	43	Tc	-84.601	98	45	Rh	-83.168
88	42	Mo	-72.830	104	43	Tc	-82.49	99	45	Rh	-85.519
89	42	Mo	-75.005	105	43	Tc	-82.35	100	45	Rh	-85.59

101	45	Rh	-87.41	96	47	Ag	-64.430	109	48	Cd	-88.507
102	45	Rh	-86.821	97	47	Ag	-70.790	110	48	Cd	-90.351
103	45	Rh	-88.024	98	47	Ag	-73.000	111	48	Cd	-89.254
104	45	Rh	-86.952	99	47	Ag	-76.76	112	48	Cd	-90.581
105	45	Rh	-87.849	100	47	Ag	-78.17	113	48	Cd	-89.05
106	45	Rh	-86.365	101	47	Ag	-81.19	114	48	Cd	-90.021
107	45	Rh	-86.862	102	47	Ag	-82.08	115	48	Cd	-88.091
108	45	Rh	-85.08	103	47	Ag	-84.787	116	48	Cd	-88.72
109	45	Rh	-85.021	104	47	Ag	-85.114	117	48	Cd	-86.416
110	45	Rh	-82.94	105	47	Ag	-87.078	118	48	Cd	-86.709
111	45	Rh	-82.330	106	47	Ag	-86.941	119	48	Cd	-83.94
112	45	Rh	-79.730	107	47	Ag	-88.407	120	48	Cd	-83.973
113	45	Rh	-78.740	108	47	Ag	-87.605	121	48	Cd	-80.95
114	45	Rh	-75.960	109	47	Ag	-88.721	122	48	Cd	-80.580
94	46	Pd	-66.270	110	47	Ag	-87.459	123	48	Cd	-77.520
95	46	Pd	-70.150	111	47	Ag	-88.217	100	49	In	-63.870
96	46	Pd	-76.18	112	47	Ag	-86.624	101	49	In	-68.360
97	46	Pd	-77.8	113	47	Ag	-87.04	102	49	In	-70.580
98	46	Pd	-81.301	114	47	Ag	-84.96	103	49	In	-74.607
99	46	Pd	-82.193	115	47	Ag	-84.95	104	49	In	-76.080
100	46	Pd	-85.221	116	47	Ag	-82.76	105	49	In	-79.493
101	46	Pd	-85.43	117	47	Ag	-82.25	106	49	In	-80.617
102	46	Pd	-87.918	118	47	Ag	-79.58	107	49	In	-83.568
103	46	Pd	-87.471	119	47	Ag	-78.59	108	49	In	-84.112
104	46	Pd	-89.393	120	47	Ag	-75.77	109	49	In	-86.487
105	46	Pd	-88.416	121	47	Ag	-74.55	110	49	In	-86.41
106	46	Pd	-89.907	98	48	Cd	-67.900	111	49	In	-88.391
107	46	Pd	-88.374	99	48	Cd	-69.890	112	49	In	-87.995
108	46	Pd	-89.523	100	48	Cd	-74.320	113	49	In	-89.368
109	46	Pd	-87.605	101	48	Cd	-75.66	114	49	In	-88.571
110	46	Pd	-88.345	102	48	Cd	-79.720	115	49	In	-89.539
111	46	Pd	-86.03	103	48	Cd	-80.65	116	49	In	-88.252
112	46	Pd	-86.333	104	48	Cd	-83.977	117	49	In	-88.945
113	46	Pd	-83.68	105	48	Cd	-84.339	118	49	In	-87.232
114	46	Pd	-83.46	106	48	Cd	-87.135	119	49	In	-87.733
115	46	Pd	-80.590	107	48	Cd	-86.99	120	49	In	-85.8
116	46	Pd	-80.14	108	48	Cd	-89.253	121	49	In	-85.841

122	49	In	-83.58	128	50	Sn	-83.33	134	51	Sb	-74.02
123	49	In	-83.42	129	50	Sn	-80.62	135	51	Sb	-70.320
124	49	In	-81.06	130	50	Sn	-80.13	136	51	Sb	-65.050
125	49	In	-80.42	131	50	Sn	-77.38	106	52	Te	-58.270
126	49	In	-77.81	132	50	Sn	-76.61	107	52	Te	-60.640
127	49	In	-77.01	133	50	Sn	-71.19	108	52	Te	-65.820
128	49	In	-74.02	134	50	Sn	-67.230	109	52	Te	-67.62
129	49	In	-73.02	104	51	Sb	-59.380	110	52	Te	-72.3
130	49	In	-70.01	105	51	Sb	-63.930	111	52	Te	-73.47
131	49	In	-68.49	106	51	Sb	-66.520	112	52	Te	-77.27
132	49	In	-63.210	107	51	Sb	-70.770	113	52	Te	-78.320
102	50	Sn	-65.020	108	51	Sb	-72.510	114	52	Te	-81.760
103	50	Sn	-67.050	109	51	Sb	-76.253	115	52	Te	-82.36
104	50	Sn	-71.680	110	51	Sb	-77.530	116	52	Te	-85.29
105	50	Sn	-73.24	111	51	Sb	-80.840	117	52	Te	-85.11
106	50	Sn	-77.45	112	51	Sb	-81.603	118	52	Te	-87.653
107	50	Sn	-78.470	113	51	Sb	-84.424	119	52	Te	-87.182
108	50	Sn	-82.05	114	51	Sb	-84.68	120	52	Te	-89.386
109	50	Sn	-82.633	115	51	Sb	-87.004	121	52	Te	-88.551
110	50	Sn	-85.834	116	51	Sb	-86.819	122	52	Te	-90.307
111	50	Sn	-85.943	117	51	Sb	-88.644	123	52	Te	-89.171
112	50	Sn	-88.658	118	51	Sb	-87.998	124	52	Te	-90.525
113	50	Sn	-88.33	119	51	Sb	-89.475	125	52	Te	-89.024
114	50	Sn	-90.56	120	51	Sb	-88.423	126	52	Te	-90.067
115	50	Sn	-90.034	121	51	Sb	-89.591	127	52	Te	-88.286
116	50	Sn	-91.526	122	51	Sb	-88.327	128	52	Te	-88.992
117	50	Sn	-90.399	123	51	Sb	-89.223	129	52	Te	-87.006
118	50	Sn	-91.654	124	51	Sb	-87.619	130	52	Te	-87.348
119	50	Sn	-90.068	125	51	Sb	-88.258	131	52	Te	-85.206
120	50	Sn	-91.103	126	51	Sb	-86.4	132	52	Te	-85.222
121	50	Sn	-89.203	127	51	Sb	-86.705	133	52	Te	-82.97
122	50	Sn	-89.946	128	51	Sb	-84.61	134	52	Te	-82.43
123	50	Sn	-87.82	129	51	Sb	-84.624	135	52	Te	-77.87
124	50	Sn	-88.237	130	51	Sb	-82.33	136	52	Te	-74.46
125	50	Sn	-85.898	131	51	Sb	-82.02	137	52	Te	-69.48
126	50	Sn	-86.021	132	51	Sb	-79.73	138	52	Te	-66.110
127	50	Sn	-83.504	133	51	Sb	-79.02	108	53	I	-52.750

109	53	I	-57.710	115	54	Xe	-68.670	122	55	Cs	-78.14
110	53	I	-60.520	116	54	Xe	-73.050	123	55	Cs	-81.07
111	53	I	-65.070	117	54	Xe	-74.200	124	55	Cs	-81.74
112	53	I	-67.100	118	54	Xe	-77.950	125	55	Cs	-84.113
113	53	I	-71.12	119	54	Xe	-78.75	126	55	Cs	-84.347
114	53	I	-72.760	120	54	Xe	-81.81	127	55	Cs	-86.243
115	53	I	-76.400	121	54	Xe	-82.51	128	55	Cs	-85.928
116	53	I	-77.55	122	54	Xe	-85.05	129	55	Cs	-87.506
117	53	I	-80.600	123	54	Xe	-85.258	130	55	Cs	-86.853
118	53	I	-81.050	124	54	Xe	-87.659	131	55	Cs	-88.076
119	53	I	-83.78	125	54	Xe	-87.191	132	55	Cs	-87.171
120	53	I	-83.771	126	54	Xe	-89.174	133	55	Cs	-88.086
121	53	I	-86.27	127	54	Xe	-88.319	134	55	Cs	-86.906
122	53	I	-86.073	128	54	Xe	-89.86	135	55	Cs	-87.662
123	53	I	-87.937	129	54	Xe	-88.698	136	55	Cs	-86.354
124	53	I	-87.368	130	54	Xe	-89.881	137	55	Cs	-86.556
125	53	I	-88.846	131	54	Xe	-88.428	138	55	Cs	-82.896
126	53	I	-87.916	132	54	Xe	-89.292	139	55	Cs	-80.71
127	53	I	-88.982	133	54	Xe	-87.659	140	55	Cs	-77.053
128	53	I	-87.736	134	54	Xe	-88.125	141	55	Cs	-74.472
129	53	I	-88.507	135	54	Xe	-86.506	142	55	Cs	-70.538
130	53	I	-86.897	136	54	Xe	-86.429	143	55	Cs	-67.745
131	53	I	-87.457	137	54	Xe	-82.383	144	55	Cs	-63.37
132	53	I	-85.715	138	54	Xe	-80.11	145	55	Cs	-60.21
133	53	I	-85.888	139	54	Xe	-75.69	146	55	Cs	-55.7
134	53	I	-83.99	140	□	Xe	-72.99	147	55	Cs	-52.3
135	53	I	-83.821	141	54	Xe	-68.32	148	55	Cs	-47.58
136	53	I	-79.55	142	54	Xe	-65.5	117	56	Ba	-57.160
137	53	I	-76.507	113	55	Cs	-51.810	118	56	Ba	-62.350
138	53	I	-72.29	114	55	Cs	-54.740	119	56	Ba	-64.460
139	53	I	-68.88	115	55	Cs	-59.650	120	56	Ba	-69.020
140	53	I	-64.250	116	55	Cs	-62.29	121	56	Ba	-70.420
110	54	Xe	-51.970	117	55	Cs	-66.26	122	56	Ba	-74.540
111	54	Xe	-54.510	118	55	Cs	-68.27	123	56	Ba	-75.560
112	54	Xe	-60.060	119	55	Cs	-72.24	124	56	Ba	-79.140
113	54	Xe	-62.09	120	55	Cs	-73.82	125	56	Ba	-79.55
114	54	Xe	-67.180	121	55	Cs	-77.11	126	56	Ba	-82.770

127	56	Ba	-82.79	138	57	La	-86.531	150	58	Ce	-64.99
128	56	Ba	-85.47	139	57	La	-87.238	151	58	Ce	S-61.660
129	56	Ba	-85.08	140	57	La	-84.327	152	58	Ce	S-59.760
130	56	Ba	-87.291	141	57	La	-82.983	128	59	Pr	S-66.320
131	56	Ba	-86.714	142	57	La	-80.027	129	59	Pr	S-70.060
132	56	Ba	-88.447	143	57	La	-78.2	130	59	Pr	S-71.290
133	56	Ba	-87.57	144	57	La	-74.94	131	59	Pr	S-74.450
134	56	Ba	-88.965	145	57	La	-73.02	132	59	Pr	S-75.340
135	56	Ba	-87.867	146	57	La	-69.2	133	59	Pr	S-78.020
136	56	Ba	-88.903	147	57	La	-67.25	134	59	Pr	S-78.650
137	56	Ba	-87.732	148	57	La	-63.81	135	59	Pr	-80.92
138	56	Ba	-88.272	149	57	La	S-61.290	136	59	Pr	-81.37
139	56	Ba	-84.924	150	57	La	S-57.500	137	59	Pr	-83.2
140	56	Ba	-83.273	126	58	Ce	S-71.070	138	59	Pr	-83.137
141	56	Ba	-79.732	127	58	Ce	S-72.290	139	59	Pr	-84.844
142	56	Ba	-77.847	128	58	Ce	S-75.870	140	59	Pr	-84.7
143	56	Ba	-73.979	129	58	Ce	S-76.480	141	59	Pr	-86.026
144	56	Ba	-71.84	130	58	Ce	S-79.590	142	59	Pr	-83.798
145	56	Ba	-68.12	131	58	Ce	-79.73	143	59	Pr	-83.078
146	56	Ba	-65.06	132	58	Ce	S-82.440	144	59	Pr	-80.76
147	56	Ba	-61.5	133	58	Ce	S-82.470	145	59	Pr	-79.636
148	56	Ba	-58.130	134	58	Ce	-84.75	146	59	Pr	-76.76
149	56	Ba	-54.300	135	58	Ce	-84.641	147	59	Pr	-75.47
124	57	La	-70.240	136	58	Ce	-86.5	148	59	Pr	-72.49
125	57	La	-73.810	137	58	Ce	-85.91	149	59	Pr	-70.988
126	57	La	S-75.050	138	58	Ce	-87.574	150	59	Pr	-68
127	57	La	S-77.990	139	58	Ce	-86.973	151	59	Pr	S-66.760
128	57	La	-78.82	140	58	Ce	-88.088	152	59	Pr	S-64.160
129	57	La	-81.36	141	58	Ce	-85.445	153	59	Pr	S-62.370
130	57	La	S-81.590	142	58	Ce	-84.542	154	59	Pr	S-59.110
131	57	La	-83.75	143	58	Ce	-81.616	129	60	Nd	S-62.880
132	57	La	-83.74	144	58	Ce	-80.441	130	60	Nd	S-66.990
133	57	La	S-85.520	145	58	Ce	-77.11	131	60	Nd	S-68.230
134	57	La	-85.252	146	58	Ce	-75.73	132	60	Nd	S-71.940
135	57	La	-86.667	147	58	Ce	-72.19	133	60	Nd	S-72.570
136	57	La	-86.03	148	58	Ce	-70.43	134	60	Nd	S-75.950
137	57	La	-87.13	149	58	Ce	-66.8	135	60	Nd	S-76.220

136	60	Nd	-79.16	148	61	Pm	-76.874	160	62	Sm	S-60.350
137	60	Nd	-79.7	149	61	Pm	-76.073	136	63	Eu	S-57.000
138	60	Nd	S-82.040	150	61	Pm	-73.606	137	63	Eu	S-60.720
139	60	Nd	-82.06	151	61	Pm	-73.398	138	63	Eu	S-62.340
140	60	Nd	-84.471	152	61	Pm	-71.27	139	63	Eu	S-65.630
141	60	Nd	-84.203	153	61	Pm	-70.669	140	63	Eu	S-66.980
142	60	Nd	-85.96	154	61	Pm	-68.41	141	63	Eu	-69.98
143	60	Nd	-84.012	155	61	Pm	S-67.100	142	63	Eu	-71.59
144	60	Nd	-83.758	156	61	Pm	S-64.370	143	63	Eu	-74.38
145	60	Nd	-81.442	157	61	Pm	S-62.370	144	63	Eu	-75.646
146	60	Nd	-80.935	158	61	Pm	S-59.410	145	63	Eu	-78
147	60	Nd	-78.156	134	62	Sm	S-62.050	146	63	Eu	-77.125
148	60	Nd	-77.418	135	62	Sm	S-63.520	147	63	Eu	-77.555
149	60	Nd	-74.385	136	62	Sm	S-67.260	148	63	Eu	-76.239
150	60	Nd	-73.693	137	62	Sm	S-68.100	149	63	Eu	-76.455
151	60	Nd	-70.956	138	62	Sm	S-71.540	150	63	Eu	-74.8
152	60	Nd	-70.16	139	62	Sm	-72.08	151	63	Eu	-74.663
153	60	Nd	S-67.170	140	62	Sm	S-75.380	152	63	Eu	-72.899
154	60	Nd	S-65.860	141	62	Sm	-75.943	153	63	Eu	-73.378
155	60	Nd	S-62.700	142	62	Sm	-78.986	154	63	Eu	-71.748
156	60	Nd	S-60.570	143	62	Sm	-79.526	155	63	Eu	-71.829
132	61	Pm	S-61.940	144	62	Sm	-81.975	156	63	Eu	-70.096
133	61	Pm	S-65.620	145	62	Sm	-80.66	157	63	Eu	-69.472
134	61	Pm	S-67.050	146	62	Sm	-81	158	63	Eu	-67.22
135	61	Pm	S-70.220	147	62	Sm	-79.276	159	63	Eu	-66.058
136	61	Pm	S-71.300	148	62	Sm	-79.346	160	63	Eu	S-63.550
137	61	Pm	-74.02	149	62	Sm	-77.146	161	63	Eu	S-61.770
138	61	Pm	S-75.140	150	62	Sm	-77.06	162	63	Eu	S-59.080
139	61	Pm	-77.54	151	62	Sm	-74.587	138	64	Gd	S-56.640
140	61	Pm	-78.38	152	62	Sm	-74.773	139	64	Gd	S-58.470
141	61	Pm	-80.472	153	62	Sm	-72.569	140	64	Gd	S-62.480
142	61	Pm	-81.09	154	62	Sm	-72.465	141	64	Gd	S-63.540
143	61	Pm	-82.97	155	62	Sm	-70.201	142	64	Gd	S-67.390
144	61	Pm	-81.425	156	62	Sm	-69.374	143	64	Gd	S-68.470
145	61	Pm	-81.278	157	62	Sm	-66.87	144	64	Gd	S-71.950
146	61	Pm	-79.458	158	62	Sm	S-65.400	145	64	Gd	-72.95
147	61	Pm	-79.052	159	62	Sm	S-62.370	146	64	Gd	-76.099

147	64	Gd	-75.367	159	65	Tb	-69.542	146	67	Ho	S-52.160
148	64	Gd	-76.278	160	65	Tb	-67.846	147	67	Ho	S-56.280
149	64	Gd	-75.135	161	65	Tb	-67.471	148	67	Ho	S-58.380
150	64	Gd	-75.771	162	65	Tb	-65.68	149	67	Ho	S-61.910
151	64	Gd	-74.199	163	65	Tb	-64.7	150	67	Ho	-62.21
152	64	Gd	-74.718	164	65	Tb	-62.09	151	67	Ho	-63.72
153	64	Gd	-72.893	165	65	Tb	S-60.610	152	67	Ho	-63.75
154	64	Gd	-73.717	166	65	Tb	S-57.980	153	67	Ho	-65.023
155	64	Gd	-72.081	142	66	Dy	S-50.990	154	67	Ho	-64.647
156	64	Gd	-72.546	143	66	Dy	S-52.870	155	67	Ho	-66.064
157	64	Gd	-70.834	144	66	Dy	S-57.150	156	67	Ho	S-65.600
158	64	Gd	-70.701	145	66	Dy	S-58.750	157	67	Ho	-66.89
159	64	Gd	-68.572	146	66	Dy	S-62.860	158	67	Ho	-66.2
160	64	Gd	-67.953	147	66	Dy	-64.33	159	67	Ho	-67.338
161	64	Gd	-65.517	148	66	Dy	-68	160	67	Ho	-66.391
162	64	Gd	-64.24	149	66	Dy	S-67.900	161	67	Ho	-67.207
163	64	Gd	S-61.590	150	66	Dy	-69.324	162	67	Ho	-66.05
164	64	Gd	S-59.280	151	66	Dy	-68.764	163	67	Ho	-66.386
140	65	Tb	S-51.780	152	66	Dy	-70.127	164	67	Ho	-64.99
141	65	Tb	S-55.580	153	66	Dy	-69.152	165	67	Ho	-64.907
142	65	Tb	S-57.390	154	66	Dy	-70.399	166	67	Ho	-63.079
143	65	Tb	S-60.970	155	66	Dy	-69.166	167	67	Ho	-62.291
144	65	Tb	S-62.750	156	66	Dy	-70.536	168	67	Ho	-60.26
145	65	Tb	S-66.200	157	66	Dy	-69.434	169	67	Ho	-58.805
146	65	Tb	-67.86	158	66	Dy	-70.418	170	67	Ho	-56.25
147	65	Tb	-70.88	159	66	Dy	-69.176	146	68	Er	S-45.060
148	65	Tb	-70.68	160	66	Dy	-69.682	147	68	Er	S-47.330
149	65	Tb	-71.499	161	66	Dy	-68.064	148	68	Er	S-52.000
150	65	Tb	-71.113	162	66	Dy	-68.189	149	68	Er	-54.95
151	65	Tb	-71.633	163	66	Dy	-66.389	150	68	Er	S-58.120
152	65	Tb	-70.77	164	66	Dy	-65.976	151	68	Er	S-58.460
153	65	Tb	-71.322	165	66	Dy	-63.621	152	68	Er	-60.64
154	65	Tb	-70.15	166	66	Dy	-62.593	153	68	Er	S-60.670
155	65	Tb	-71.261	167	66	Dy	-59.94	154	68	Er	-62.622
156	65	Tb	-70.102	168	66	Dy	S-58.500	155	68	Er	-62.22
157	65	Tb	-70.772	144	67	Ho	S-45.650	156	68	Er	S-64.100
158	65	Tb	-69.48	145	67	Ho	S-50.000	157	68	Er	-63.42

158	68	Er	S-65.300	168	69	Tm	-61.319	177	70	Yb	-50.996
159	68	Er	-64.57	169	69	Tm	-61.28	178	70	Yb	-49.705
160	68	Er	-66.063	170	69	Tm	-59.802	150	71	Lu	S-25.350
161	68	Er	-65.203	171	69	Tm	-59.217	151	71	Lu	S-31.000
162	68	Er	-66.346	172	69	Tm	-57.382	152	71	Lu	S-34.050
163	68	Er	-65.177	173	69	Tm	-56.265	153	71	Lu	S-38.840
164	68	Er	-65.952	174	69	Tm	-53.87	154	71	Lu	S-40.000
165	68	Er	-64.53	175	69	Tm	-52.3	155	71	Lu	S-42.990
166	68	Er	-64.933	176	69	Tm	S-49.700	156	71	Lu	S-43.830
167	68	Er	-63.298	149	70	Yb	S-33.910	157	71	Lu	S-46.690
168	68	Er	-62.998	150	70	Yb	S-39.320	158	71	Lu	-47.49
169	68	Er	-60.93	151	70	Yb	S-41.960	159	71	Lu	-49.77
170	68	Er	-60.117	152	70	Yb	S-46.640	160	71	Lu	S-50.460
171	68	Er	-57.727	153	70	Yb	S-47.270	161	71	Lu	S-52.600
172	68	Er	-56.491	154	70	Yb	S-50.220	162	71	Lu	S-52.860
173	68	Er	S-53.660	155	70	Yb	S-50.700	163	71	Lu	-54.77
147	69	Tm	S-36.710	156	70	Yb	-53.41	164	71	Lu	S-54.740
148	69	Tm	S-39.880	157	70	Yb	S-53.630	165	71	Lu	-56.26
149	69	Tm	S-44.510	158	70	Yb	-56.022	166	71	Lu	-56.11
150	69	Tm	S-47.010	159	70	Yb	S-55.900	167	71	Lu	-57.47
151	69	Tm	S-51.220	160	70	Yb	S-58.160	168	71	Lu	-57.09
152	69	Tm	S-51.850	161	70	Yb	S-57.900	169	71	Lu	-58.078
153	69	Tm	S-54.240	162	70	Yb	S-59.850	170	71	Lu	-57.311
154	69	Tm	-54.7	163	70	Yb	-59.37	171	71	Lu	-57.834
155	69	Tm	-56.73	164	70	Yb	S-60.990	172	71	Lu	-56.741
156	69	Tm	-56.98	165	70	Yb	-60.175	173	71	Lu	-56.886
157	69	Tm	S-58.890	166	70	Yb	-61.589	174	71	Lu	-55.575
158	69	Tm	S-58.900	167	70	Yb	-60.596	175	71	Lu	-55.171
159	69	Tm	S-60.670	168	70	Yb	-61.575	176	71	Lu	-53.394
160	69	Tm	-60.46	169	70	Yb	-60.371	177	71	Lu	-52.394
161	69	Tm	-62.1	170	70	Yb	-60.77	178	71	Lu	-50.338
162	69	Tm	-61.55	171	70	Yb	-59.314	179	71	Lu	-49.11
163	69	Tm	-62.738	172	70	Yb	-59.262	180	71	Lu	-46.69
164	69	Tm	-61.99	173	70	Yb	-57.558	154	72	Hf	S-33.420
165	69	Tm	-62.938	174	70	Yb	-56.951	155	72	Hf	S-34.600
166	69	Tm	-61.894	175	70	Yb	-54.702	156	72	Hf	S-38.180
167	69	Tm	-62.55	176	70	Yb	-53.501	157	72	Hf	S-38.960

158	72	Hf	S-42.400	166	73	Ta	S-46.310	174	74	W	S-50.150
159	72	Hf	S-43.050	167	73	Ta	S-48.470	175	74	W	S-49.590
160	72	Hf	-46.08	168	73	Ta	S-48.590	176	74	W	S-50.680
161	72	Hf	S-46.480	169	73	Ta	S-50.380	177	74	W	S-49.730
162	72	Hf	-49.178	170	73	Ta	S-50.210	178	74	W	-50.44
163	72	Hf	S-49.380	171	73	Ta	S-51.730	179	74	W	-49.306
164	72	Hf	S-51.790	172	73	Ta	-51.47	180	74	W	-49.647
165	72	Hf	S-51.670	173	73	Ta	S-52.490	181	74	W	-48.256
166	72	Hf	S-53.790	174	73	Ta	S-51.850	182	74	W	-48.25
167	72	Hf	S-53.470	175	73	Ta	S-52.490	183	74	W	-46.369
168	72	Hf	S-55.290	176	73	Ta	-51.47	184	74	W	-45.709
169	72	Hf	-54.81	177	73	Ta	-51.726	185	74	W	-43.393
170	72	Hf	S-56.210	178	73	Ta	-50.53	186	74	W	-42.515
171	72	Hf	S-55.430	179	73	Ta	-50.365	187	74	W	-39.91
172	72	Hf	-56.39	180	73	Ta	-48.939	188	74	W	-38.673
173	72	Hf	S-55.290	181	73	Ta	-48.444	189	74	W	-35.48
174	72	Hf	-55.851	182	73	Ta	-46.436	190	74	W	-34.31
175	72	Hf	-54.488	183	73	Ta	-45.299	161	75	Re	S-21.170
176	72	Hf	-54.582	184	73	Ta	-42.844	162	75	Re	S-22.670
177	72	Hf	-52.892	185	73	Ta	-41.402	163	75	Re	S-26.330
178	72	Hf	-52.446	186	73	Ta	-38.62	164	75	Re	S-27.510
179	72	Hf	-50.475	158	74	W	S-24.380	165	75	Re	S-30.910
180	72	Hf	-49.791	159	74	W	S-25.720	166	75	Re	-32.13
181	72	Hf	-47.416	160	74	W	S-29.690	167	75	Re	-34.91
182	72	Hf	-46.062	161	74	W	S-30.620	168	75	Re	S-35.880
183	72	Hf	-43.29	162	74	W	S-34.300	169	75	Re	S-38.600
184	72	Hf	-41.5	163	74	W	S-35.110	170	75	Re	S-39.040
156	73	Ta	S-26.230	164	74	W	-38.38	171	75	Re	S-41.440
157	73	Ta	S-30.030	165	74	W	S-39.030	172	75	Re	S-41.660
158	73	Ta	S-31.370	166	74	W	-41.898	173	75	Re	S-43.650
159	73	Ta	S-34.820	167	74	W	S-42.350	174	75	Re	S-43.670
160	73	Ta	S-35.850	168	74	W	S-44.840	175	75	Re	S-45.280
161	73	Ta	S-38.980	169	74	W	S-44.940	176	75	Re	S-44.980
162	73	Ta	-40.06	170	74	W	S-47.240	177	75	Re	S-46.330
163	73	Ta	-42.6	171	74	W	S-47.080	178	75	Re	-45.78
164	73	Ta	S-43.320	172	74	W	S-48.970	179	75	Re	-46.62
165	73	Ta	S-45.850	173	74	W	S-48.690	180	75	Re	-45.84

181	75	Re	S-46.460	188	76	Os	-41.142	194	77	Ir	-32.539
182	75	Re	-45.45	189	76	Os	-38.993	195	77	Ir	-31.7
183	75	Re	-45.813	190	76	Os	-38.714	196	77	Ir	-29.46
184	75	Re	-44.22	191	76	Os	-36.401	197	77	Ir	-28.292
185	75	Re	-43.826	192	76	Os	-35.892	198	77	Ir	S-25.830
186	75	Re	-41.933	193	76	Os	-33.405	168	78	Pt	S-11.370
187	75	Re	-41.222	194	76	Os	-32.442	169	78	Pt	S-12.610
188	75	Re	-39.022	195	76	Os	-29.7	170	78	Pt	S-16.610
189	75	Re	-37.985	196	76	Os	-28.3	171	78	Pt	S-17.680
190	75	Re	-35.58	166	77	Ir	S-13.540	172	78	Pt	-21.24
191	75	Re	-34.36	167	77	Ir	S-17.360	173	78	Pt	S-22.110
192	75	Re	S-31.790	168	77	Ir	S-18.670	174	78	Pt	-25.324
163	76	Os	S-16.620	169	77	Ir	S-22.210	175	78	Pt	S-25.950
164	76	Os	S-20.780	170	77	Ir	-23.53	176	78	Pt	S-28.880
165	76	Os	S-21.870	171	77	Ir	-26.42	177	78	Pt	S-29.390
166	76	Os	S-25.740	172	77	Ir	S-27.490	178	78	Pt	S-31.950
167	76	Os	S-26.710	173	77	Ir	S-30.230	179	78	Pt	S-32.200
168	76	Os	-30.13	174	77	Ir	S-31.010	180	78	Pt	S-34.400
169	76	Os	S-30.880	175	77	Ir	S-33.490	181	78	Pt	S-34.310
170	76	Os	-33.933	176	77	Ir	S-34.000	182	78	Pt	S-36.170
171	76	Os	S-34.550	177	77	Ir	S-36.100	183	78	Pt	S-35.700
172	76	Os	S-37.190	178	77	Ir	S-36.350	184	78	Pt	S-37.360
173	76	Os	S-37.460	179	77	Ir	S-38.050	185	78	Pt	S-36.510
174	76	Os	S-39.950	180	77	Ir	S-37.840	186	78	Pt	-37.79
175	76	Os	S-39.920	181	77	Ir	S-39.360	187	78	Pt	S-36.820
176	76	Os	S-42.080	182	77	Ir	S-38.950	188	78	Pt	-37.827
177	76	Os	S-41.870	183	77	Ir	S-40.110	189	78	Pt	-36.491
178	76	Os	S-43.540	184	77	Ir	-39.54	190	78	Pt	-37.331
179	76	Os	S-42.970	185	77	Ir	S-40.210	191	78	Pt	-35.701
180	76	Os	S-44.380	186	77	Ir	-39.172	192	78	Pt	-36.303
181	76	Os	S-43.530	187	77	Ir	S-39.720	193	78	Pt	-34.487
182	76	Os	-44.542	188	77	Ir	-38.333	194	78	Pt	-34.787
183	76	Os	S-43.510	189	77	Ir	-38.462	195	78	Pt	-32.821
184	76	Os	-44.259	190	77	Ir	-36.71	196	78	Pt	-32.671
185	76	Os	-42.813	191	77	Ir	-36.715	197	78	Pt	-30.446
186	76	Os	-43.003	192	77	Ir	-34.843	198	78	Pt	-29.932
187	76	Os	-41.224	193	77	Ir	-34.544	199	78	Pt	-27.432

200	78	Pt	-26.627	178	80	Hg	-16.321	186	81	Tl	S-20.080
201	78	Pt	-23.75	179	80	Hg	S-17.090	187	81	Tl	S-22.200
173	79	Au	S-12.890	180	80	Hg	S-20.200	188	81	Tl	S-22.430
174	79	Au	-14.33	181	80	Hg	S-20.680	189	81	Tl	S-24.450
175	79	Au	-17.21	182	80	Hg	S-23.530	190	81	Tl	S-24.490
176	79	Au	S-18.520	183	80	Hg	S-23.740	191	81	Tl	S-26.190
177	79	Au	S-21.370	184	80	Hg	S-26.310	192	81	Tl	S-25.950
178	79	Au	S-22.530	185	80	Hg	S-26.110	193	81	Tl	-27.45
179	79	Au	S-24.990	186	80	Hg	S-28.540	194	81	Tl	S-27.070
180	79	Au	S-25.750	187	80	Hg	S-28.130	195	81	Tl	-28.27
181	79	Au	S-27.920	188	80	Hg	S-30.230	196	81	Tl	S-27.500
182	79	Au	S-28.390	189	80	Hg	S-29.690	197	81	Tl	-28.4
183	79	Au	S-30.170	190	80	Hg	S-31.410	198	81	Tl	-27.52
184	79	Au	S-30.130	191	80	Hg	-30.69	199	81	Tl	-28.14
185	79	Au	S-31.750	192	80	Hg	S-32.060	200	81	Tl	-27.073
186	79	Au	S-31.570	193	80	Hg	S-31.090	201	81	Tl	-27.205
187	79	Au	S-32.900	194	80	Hg	-32.255	202	81	Tl	-26.006
188	79	Au	S-32.530	195	80	Hg	-31.07	203	81	Tl	-25.784
189	79	Au	S-33.640	196	80	Hg	-31.852	204	81	Tl	-24.369
190	79	Au	-32.889	197	80	Hg	-30.566	205	81	Tl	-23.846
191	79	Au	-33.87	198	80	Hg	-30.979	206	81	Tl	-22.278
192	79	Au	-32.787	199	80	Hg	-29.572	207	81	Tl	-21.049
193	79	Au	S-33.430	200	80	Hg	-29.529	208	81	Tl	-16.774
194	79	Au	-32.295	201	80	Hg	-27.688	209	81	Tl	-13.652
195	79	Au	-32.594	202	80	Hg	-27.37	210	81	Tl	-9.262
196	79	Au	-31.166	203	80	Hg	-25.292	182	82	Pb	-6.874
197	79	Au	-31.165	204	80	Hg	-24.716	183	82	Pb	S -7.720
198	79	Au	-29.606	205	80	Hg	-22.312	184	82	Pb	S-11.000
199	79	Au	-29.119	206	80	Hg	-20.969	185	82	Pb	S-11.580
200	79	Au	-27.28	207	80	Hg	-16.27	186	82	Pb	S-14.630
201	79	Au	-26.413	179	81	Tl	S -8.020	187	82	Pb	S-14.920
202	79	Au	-24.42	180	81	Tl	S -9.300	188	82	Pb	S-17.780
203	79	Au	-23.153	181	81	Tl	S-12.350	189	82	Pb	S-17.820
204	79	Au	S-20.720	182	81	Tl	S-13.500	190	82	Pb	S-20.420
175	80	Hg	S -8.210	183	81	Tl	S-16.210	191	82	Pb	S-20.300
176	80	Hg	-11.89	184	81	Tl	S-17.030	192	82	Pb	S-22.580
177	80	Hg	S-12.950	185	81	Tl	S-19.490	193	82	Pb	S-22.280

194	82	Pb	S-24.250	202	83	Bi	-20.8	214	84	Po	-4.493
195	82	Pb	S-23.780	203	83	Bi	-21.58	215	84	Po	-0.542
196	82	Pb	S-25.420	204	83	Bi	-20.73	216	84	Po	1.76
197	82	Pb	S-24.800	205	83	Bi	-21.084	217	84	Po	S 5.840
198	82	Pb	S-26.100	206	83	Bi	-20.052	218	84	Po	8.351
199	82	Pb	-25.27	207	83	Bi	-20.079	194	85	At	S -0.760
200	82	Pb	S-26.280	208	83	Bi	-18.894	195	85	At	S -3.170
201	82	Pb	-25.3	209	83	Bi	-18.282	196	85	At	S -3.890
202	82	Pb	-25.957	210	83	Bi	-14.815	197	85	At	S -6.190
203	82	Pb	-24.81	211	83	Bi	-11.873	198	85	At	S -6.720
204	82	Pb	-25.132	212	83	Bi	-8.142	199	85	At	S -8.730
205	82	Pb	-23.793	213	83	Bi	-5.244	200	85	At	-8.94
206	82	Pb	-23.809	214	83	Bi	-1.218	201	85	At	-10.74
207	82	Pb	-22.476	215	83	Bi	1.71	202	85	At	-10.77
208	82	Pb	-21.772	216	83	Bi	S 5.960	203	85	At	-12.29
209	82	Pb	-17.638	192	84	Po	S -8.030	204	85	At	-11.9
210	82	Pb	-14.752	193	84	Po	S -8.280	205	85	At	-13.03
211	82	Pb	-10.494	194	84	Po	S-11.010	206	85	At	-12.49
212	82	Pb	-7.571	195	84	Po	S-11.120	207	85	At	-13.29
213	82	Pb	S -3.240	196	84	Po	S-13.500	208	85	At	-12.56
214	82	Pb	-0.188	197	84	Po	S-13.450	209	85	At	-12.902
186	83	Bi	S -3.380	198	84	Po	S-15.510	210	85	At	-11.995
187	83	Bi	S -6.100	199	84	Po	S-15.280	211	85	At	-11.674
188	83	Bi	S -7.330	200	84	Po	S-17.010	212	85	At	-8.64
189	83	Bi	S -9.800	201	84	Po	S-16.570	213	85	At	-6.603
190	83	Bi	S-10.690	202	84	Po	S-17.970	214	85	At	-3.403
191	83	Bi	S-12.990	203	84	Po	-17.35	215	85	At	-1.269
192	83	Bi	S-13.520	204	84	Po	S-18.370	216	85	At	2.231
193	83	Bi	S-15.720	205	84	Po	-17.555	217	85	At	4.383
194	83	Bi	S-16.040	206	84	Po	-18.205	218	85	At	8.09
195	83	Bi	S-17.930	207	84	Po	-17.169	219	85	At	10.52
196	83	Bi	-17.97	208	84	Po	-17.492	220	85	At	S 14.290
197	83	Bi	-19.64	209	84	Po	-16.39	198	86	Rn	S -1.240
198	83	Bi	-19.54	210	84	Po	-15.977	199	86	Rn	S -1.560
199	83	Bi	-20.92	211	84	Po	-12.457	200	86	Rn	S -4.040
200	83	Bi	-20.4	212	84	Po	-10.394	201	86	Rn	S -4.160
201	83	Bi	-21.47	213	84	Po	-6.676	202	86	Rn	S -6.320

203	86	Rn	S -6.230	218	87	Fr	7.036	230	88	Ra	S 34.660
204	86	Rn	S -8.040	219	87	Fr	8.609	209	89	Ac	8.89
205	86	Rn	S -7.760	220	87	Fr	11.456	210	89	Ac	8.62
206	86	Rn	S -9.160	221	87	Fr	13.266	211	89	Ac	7.08
207	86	Rn	-8.67	222	87	Fr	16.38	212	89	Ac	7.24
208	86	Rn	S -9.690	223	87	Fr	18.381	213	89	Ac	6.1
209	86	Rn	-8.973	224	87	Fr	21.62	214	89	Ac	6.38
210	86	Rn	-9.623	225	87	Fr	23.84	215	89	Ac	5.97
211	86	Rn	-8.78	226	87	Fr	27.21	216	89	Ac	8.06
212	86	Rn	-8.682	227	87	Fr	29.59	217	89	Ac	8.685
213	86	Rn	-5.722	228	87	Fr	S 33.140	218	89	Ac	10.82
214	86	Rn	-4.343	204	88	Ra	S 5.990	219	89	Ac	11.54
215	86	Rn	-1.193	205	88	Ra	S 5.760	220	89	Ac	13.73
216	86	Rn	0.231	206	88	Ra	S 3.520	221	89	Ac	14.5
217	86	Rn	3.634	207	88	Ra	S 3.470	222	89	Ac	16.603
218	86	Rn	5.199	208	88	Ra	S 1.660	223	89	Ac	17.817
219	86	Rn	8.828	209	88	Ra	S 1.810	224	89	Ac	20.204
220	86	Rn	10.59	210	88	Ra	S 0.420	225	89	Ac	21.626
221	86	Rn	S 14.420	211	88	Ra	0.8	226	89	Ac	24.303
222	86	Rn	16.367	212	88	Ra	S -0.230	227	89	Ac	25.848
201	87	Fr	S 3.770	213	88	Ra	0.311	228	89	Ac	28.89
202	87	Fr	S 3.100	214	88	Ra	0.075	229	89	Ac	30.9
203	87	Fr	S 0.970	215	88	Ra	2.509	230	89	Ac	S 33.760
204	87	Fr	0.65	216	88	Ra	3.269	231	89	Ac	35.91
205	87	Fr	-1.27	217	88	Ra	5.864	232	89	Ac	S 39.240
206	87	Fr	-1.42	218	88	Ra	6.627	212	90	Th	S 12.040
207	87	Fr	-2.96	219	88	Ra	9.363	213	90	Th	S 12.080
208	87	Fr	-2.71	220	88	Ra	10.25	214	90	Th	S 10.670
209	87	Fr	-3.83	221	88	Ra	12.938	215	90	Th	10.89
210	87	Fr	-3.4	222	88	Ra	14.303	216	90	Th	S 10.270
211	87	Fr	-4.2	223	88	Ra	17.232	217	90	Th	12.16
212	87	Fr	-3.6	224	88	Ra	18.804	218	90	Th	12.348
213	87	Fr	-3.572	225	88	Ra	21.988	219	90	Th	14.45
214	87	Fr	-0.983	226	88	Ra	23.662	220	90	Th	14.647
215	87	Fr	0.292	227	88	Ra	27.172	221	90	Th	16.917
216	87	Fr	2.96	228	88	Ra	28.936	222	90	Th	17.182
217	87	Fr	4.293	229	88	Ra	32.66	223	90	Th	19.357

224	90	Th	19.98	227	92	U	S 28.970	239	94	Pu	48.584
225	90	Th	22.283	228	92	U	29.209	240	94	Pu	50.122
226	90	Th	23.183	229	92	U	31.181	241	94	Pu	52.952
227	90	Th	25.803	230	92	U	31.6	242	94	Pu	54.713
228	90	Th	26.749	231	92	U	33.78	243	94	Pu	57.751
229	90	Th	29.581	232	92	U	34.587	244	94	Pu	59.802
230	90	Th	30.858	233	92	U	36.915	245	94	Pu	63.175
231	90	Th	33.812	234	92	U	38.141	246	94	Pu	65.391
232	90	Th	35.444	235	92	U	40.915	233	95	Am	S 43.270
233	90	Th	38.729	236	92	U	42.441	234	95	Am	S 44.340
234	90	Th	40.607	237	92	U	45.387	235	95	Am	S 44.640
235	90	Th	44.25	238	92	U	47.305	236	95	Am	S 46.010
215	91	Pa	17.68	239	92	U	50.57	237	95	Am	S 46.640
216	91	Pa	17.68	240	92	U	52.711	238	95	Am	48.42
217	91	Pa	17.02	229	93	Np	33.74	239	95	Am	49.385
218	91	Pa	18.6	230	93	Np	35.22	240	95	Am	51.498
219	91	Pa	S 18.500	231	93	Np	35.62	241	95	Am	52.931
220	91	Pa	S 20.190	232	93	Np	S 37.280	242	95	Am	55.463
221	91	Pa	S 20.310	233	93	Np	S 38.010	243	95	Am	57.169
222	91	Pa	21.94	234	93	Np	39.952	244	95	Am	59.877
223	91	Pa	22.31	235	93	Np	41.039	245	95	Am	61.891
224	91	Pa	23.78	236	93	Np	43.37	246	95	Am	64.99
225	91	Pa	24.31	237	93	Np	44.868	247	95	Am	S 67.230
226	91	Pa	26.015	238	93	Np	47.451	248	95	Am	S 70.590
227	91	Pa	26.824	239	93	Np	49.306	235	96	Cm	S 48.020
228	91	Pa	28.856	240	93	Np	52.321	236	96	Cm	S 47.870
229	91	Pa	29.887	241	93	Np	54.26	237	96	Cm	S 49.150
230	91	Pa	32.168	242	93	Np	57.41	238	96	Cm	49.38
231	91	Pa	33.422	243	93	Np	59.922	239	96	Cm	S 51.090
232	91	Pa	35.924	231	94	Pu	S 38.390	240	96	Cm	51.702
233	91	Pa	37.485	232	94	Pu	38.349	241	96	Cm	53.7
234	91	Pa	40.334	233	94	Pu	40.02	242	96	Cm	54.8
235	91	Pa	42.33	234	94	Pu	40.335	243	96	Cm	57.177
236	91	Pa	45.34	235	94	Pu	42.16	244	96	Cm	58.449
237	91	Pa	47.64	236	94	Pu	42.879	245	96	Cm	60.998
238	91	Pa	50.91	237	94	Pu	45.09	246	96	Cm	62.614
226	92	U	27.17	238	94	Pu	46.16	247	96	Cm	65.528

248	96	Cm	67.388	242	99	Es	S 64.620	254	101	Md	S 83.490
249	96	Cm	70.746	243	99	Es	S 64.710	255	101	Md	84.835
250	96	Cm	72.985	244	99	Es	S 65.970	256	101	Md	87.55
251	96	Cm	76.642	245	99	Es	S 66.380	257	101	Md	S 89.010
237	97	Bk	S 53.190	246	99	Es	S 67.940	258	101	Md	S 91.840
238	97	Bk	S 54.070	247	99	Es	68.55	251	102	No	S 82.760
239	97	Bk	S 54.270	248	99	Es	70.29	252	102	No	82.857
240	97	Bk	S 55.600	249	99	Es	71.11	253	102	No	S 84.330
241	97	Bk	S 56.100	250	99	Es	S 73.270	254	102	No	84.711
242	97	Bk	S 57.800	251	99	Es	74.506	255	102	No	86.848
243	97	Bk	58.683	252	99	Es	77.29	256	102	No	87.793
244	97	Bk	60.7	253	99	Es	79.007	257	102	No	90.22
245	97	Bk	61.809	254	99	Es	81.994	258	102	No	S 91.430
246	97	Bk	S 64.110	255	99	Es	84.083	259	102	No	94.018
247	97	Bk	65.484	256	99	Es	S 87.160	253	103	Lr	S 88.630
248	97	Bk	68.107	243	100	Fm	S 69.360	254	103	Lr	S 89.750
249	97	Bk	69.842	244	100	Fm	S 69.040	255	103	Lr	S 90.080
250	97	Bk	72.951	245	100	Fm	S 70.040	256	103	Lr	S 91.930
251	97	Bk	75.222	246	100	Fm	70.12	257	103	Lr	S 92.670
252	97	Bk	S 78.530	247	100	Fm	S 71.530	258	103	Lr	S 94.750
239	98	Cf	S 58.250	248	100	Fm	71.888	259	103	Lr	95.84
240	98	Cf	S 58.020	249	100	Fm	S 73.510	260	103	Lr	98.13
241	98	Cf	S 59.180	250	100	Fm	74.06	255	104	Rf	S 94.290
242	98	Cf	59.32	251	100	Fm	75.978	256	104	Rf	94.234
243	98	Cf	S 60.910	252	100	Fm	76.814	257	104	Rf	S 95.900
244	98	Cf	61.46	253	100	Fm	79.339	258	104	Rf	S 96.340
245	98	Cf	63.38	254	100	Fm	80.9	259	104	Rf	98.28
246	98	Cf	64.087	255	100	Fm	83.788	260	104	Rf	S 99.020
247	98	Cf	66.13	256	100	Fm	85.482	261	104	Rf	S101.150
248	98	Cf	67.237	257	100	Fm	88.585	257	105	Ha	S100.360
249	98	Cf	69.717	247	101	Md	S 76.060	258	105	Ha	S101.620
250	98	Cf	71.167	248	101	Md	S 77.100	259	105	Ha	S102.110
251	98	Cf	74.129	249	101	Md	S 77.270	260	105	Ha	S103.620
252	98	Cf	76.03	250	101	Md	S 78.580	261	105	Ha	S104.170
253	98	Cf	79.296	251	101	Md	S 79.050	262	105	Ha	S105.970
254	98	Cf	81.338	252	101	Md	S 80.620	259	106	Sg	S106.590
241	99	Es	S 63.830	253	101	Md	S 81.240	260	106	Sg	106.58

261	106	Sg	S108.140	262	107	Ns	S114.650	265	108	Hs	S121.080
262	106	Sg	S108.460	263	107	Ns	S114.830	266	109	Mt	S128.350
263	106	Sg	110.09	264	107	Ns	S116.150				
261	107	Ns	S113.330	264	108	Hs	S119.710				

الملحق C: جدول الوفرة Abundance % للنظائر الطبيعية.

Isotope	Abundance
^{1}H	99.985 1
^{2}H	0.015 1
^{3}He	0.000137 3
^{4}He	99.999863 3
^{6}Li	7.5 2
^{7}Li	92.5 2
^{9}Be	100
^{10}B	19.9 2
^{11}B	80.1 2
^{12}C	98.90 3
^{13}C	1.10 3
^{14}N	99.634 9
^{15}N	0.366 9
^{16}O	99.762 15
^{17}O	0.038 3
^{18}O	0.200 12
^{19}F	100
^{20}Ne	90.48 3
^{21}Ne	0.27 1
^{22}Ne	9.25 3
^{23}Na	100
^{24}Mg	78.99 3
^{25}Mg	10.00 1
^{26}Mg	11.01 2
^{27}Al	100
^{28}Si	92.23 1
^{29}Si	4.67 1
^{30}Si	3.10 1
^{31}P	100
^{32}S	95.02 9
^{33}S	0.75 4
^{34}S	4.21 8
^{36}S	0.02 1
^{35}Cl	75.77 7
^{37}Cl	24.23 7
^{36}Ar	0.337 3
^{38}Ar	0.063 1
^{40}Ar	99.600 3
^{39}K	93.2581 44
^{40}K	0.0117 1
^{41}K	6.7302 44
^{40}Ca	96.941 18
^{42}Ca	0.647 9
^{43}Ca	0.135 6
^{44}Ca	2.086 12
^{46}Ca	0.004 3
^{48}Ca	0.187 4
^{45}Sc	100
^{46}Ti	8.0 1
^{47}Ti	7.3 1
^{48}Ti	73.8 1
^{49}Ti	5.5 1
^{50}Ti	5.4 1
^{50}V	0.250 2
^{51}V	99.750 2
^{50}Cr	4.345 13
^{52}Cr	83.789 18
^{53}Cr	9.501 17
^{54}Cr	2.365 7
^{54}Fe	5.8 1
^{56}Fe	91.72 30
^{57}Fe	2.2 1
^{58}Fe	0.28 1
^{55}Mn	100
^{58}Ni	68.077 9
^{60}Ni	26.223 8
^{61}Ni	1.140 1
^{62}Ni	3.634 2
^{64}Ni	0.926 1
^{59}Co	100
^{63}Cu	69.17 3
^{65}Cu	30.83 3
^{64}Zn	48.6 3
^{66}Zn	27.9 2
^{67}Zn	4.1 1
^{68}Zn	18.8 4
^{70}Zn	0.6 1
^{69}Ga	60.108 9
^{71}Ga	39.892 9
^{70}Ge	21.23 4
^{72}Ge	27.66 3
^{73}Ge	7.73 1
^{74}Ge	35.94 2
^{76}Ge	7.44 2
^{74}Se	0.89 2
^{76}Se	9.36 11
^{77}Se	7.63 6
^{78}Se	23.78 9
^{80}Se	49.61 10
^{82}Se	8.73 6
^{75}As	100
^{78}Kr	0.35 2
^{80}Kr	2.25 2
^{82}Kr	11.6 1
^{83}Kr	11.5 1
^{84}Kr	57.0 3
^{86}Kr	17.3 2
^{79}Br	50.69 7
^{81}Br	49.31 7
^{84}Sr	0.56 1
^{86}Sr	9.86 1
^{87}Sr	7.00 1
^{88}Sr	82.58 1
^{85}Rb	72.165 20
^{87}Rb	27.835 20
^{89}Y	100
^{90}Zr	51.45 3
^{91}Zr	11.22 4
^{92}Zr	17.15 2
^{94}Zr	17.38 4
^{96}Zr	2.80 2
^{92}Mo	14.84 4
^{94}Mo	9.25 3
^{95}Mo	15.92 5
^{96}Mo	16.68 5
^{97}Mo	9.55 3
^{98}Mo	24.13 7
^{100}Mo	9.63 3
^{93}Nb	100
^{96}Ru	5.52 6
^{98}Ru	1.88 6
^{99}Ru	12.7 1
^{100}Ru	12.6 1
^{101}Ru	17.0 1
^{102}Ru	31.6 2
^{104}Ru	18.7 2
^{102}Pd	1.02 1
^{104}Pd	11.14 8
^{105}Pd	22.33 8
^{106}Pd	27.33 3
^{108}Pd	26.46 9
^{110}Pd	11.72 9
^{103}Rh	100
^{106}Cd	1.25 4
^{108}Cd	0.89 2
^{110}Cd	12.49 12
^{111}Cd	12.80 8
^{112}Cd	24.13 14
^{113}Cd	12.22 8
^{114}Cd	28.73 28
^{116}Cd	7.49 12
^{107}Ag	51.839 7
^{109}Ag	48.161 7
^{112}Sn	0.97 1
^{114}Sn	0.65 1
^{115}Sn	0.34 1
^{116}Sn	14.53 1
^{117}Sn	7.68 7
^{118}Sn	24.23 11
^{119}Sn	8.59 4
^{120}Sn	32.59 10
^{122}Sn	4.63 3
^{124}Sn	5.79 5
^{113}In	4.3 2
^{115}In	95.7 2
^{120}Te	0.096 2
^{122}Te	2.603 4
^{123}Te	0.908 2
^{124}Te	4.816 6
^{125}Te	7.139 6
^{126}Te	18.95 1
^{128}Te	31.69 1
^{130}Te	33.80 1
^{121}Sb	57.36 8
^{123}Sb	42.64 8
^{124}Xe	0.10 1
^{126}Xe	0.09 1
^{128}Xe	1.91 3
^{129}Xe	26.4 6
^{130}Xe	4.1 1
^{131}Xe	21.2 4
^{132}Xe	26.9 5
^{134}Xe	10.4 2
^{136}Xe	8.9 1
^{127}I	100
^{130}Ba	0.106 2
^{132}Ba	0.101 2
^{134}Ba	2.417 27
^{135}Ba	6.592 18
^{136}Ba	7.854 36
^{137}Ba	11.23 4
^{138}Ba	71.70 7
^{133}Cs	100
^{136}Ce	0.19 1
^{138}Ce	0.25 1
^{140}Ce	88.48 10
^{142}Ce	11.08 10
^{138}La	0.0902 2
^{139}La	99.9098 2
^{141}Pr	100
^{142}Nd	27.13 12
^{143}Nd	12.18 6
^{144}Nd	23.80 12
^{145}Nd	8.30 6
^{146}Nd	17.19 9
^{148}Nd	5.76 3
^{150}Nd	5.64 3
^{144}Sm	3.1 1
^{147}Sm	15.0 2
^{148}Sm	11.3 1
^{149}Sm	13.8 1
^{150}Sm	7.4 1
^{152}Sm	26.7 2
^{154}Sm	22.7 2
^{151}Eu	47.8 15
^{153}Eu	52.2 15
^{152}Gd	0.20 1
^{154}Gd	2.18 3
^{155}Gd	14.80 5
^{156}Gd	20.47 4
^{157}Gd	15.65 3
^{158}Gd	24.84 12
^{160}Gd	21.86 4
^{156}Dy	0.06 1
^{158}Dy	0.10 1
^{160}Dy	2.34 6
^{161}Dy	18.9 2
^{162}Dy	25.5 2
^{163}Dy	24.9 2
^{164}Dy	28.2 2
^{159}Tb	100
^{162}Er	0.14 1
^{164}Er	1.61 2
^{166}Er	33.6 2
^{167}Er	22.95 15
^{168}Er	26.8 2
^{170}Er	14.9 2
^{165}Ho	100
^{168}Yb	0.13 1
^{170}Yb	3.05 6
^{171}Yb	14.3 2
^{172}Yb	21.9 3
^{173}Yb	16.12 21
^{174}Yb	31.8 4
^{176}Yb	12.7 2
^{169}Tm	100
^{174}Hf	0.162 3
^{176}Hf	5.206 5
^{177}Hf	18.606 4
^{178}Hf	27.297 4
^{179}Hf	13.629 6
^{180}Hf	35.100 7
^{175}Lu	97.41 2
^{176}Lu	2.59 2
^{180}Ta	0.012 2
^{181}Ta	99.988 2
^{180}W	0.13 4
^{182}W	26.3 2
^{183}W	14.3 1
^{184}W	30.67 15
^{186}W	28.6 2
^{184}Os	0.02 1
^{186}Os	1.58 30
^{187}Os	1.6 3
^{188}Os	13.3 7
^{189}Os	16.1 8
^{190}Os	26.4 12
^{192}Os	41.0 8
^{185}Re	37.40 2
^{187}Re	62.60 2
^{190}Pt	0.01 1
^{192}Pt	0.79 6
^{194}Pt	32.9 6
^{195}Pt	33.8 6
^{196}Pt	25.3 6
^{198}Pt	7.2 2
^{191}Ir	37.3 5
^{193}Ir	62.7 5
^{196}Hg	0.15 1
^{198}Hg	9.97 8
^{199}Hg	16.87 10
^{200}Hg	23.10 16
^{201}Hg	13.18 8
^{202}Hg	29.86 20
^{204}Hg	6.87 4
^{197}Au	100
^{203}Tl	29.524 14
^{205}Tl	70.476 14
^{204}Pb	1.4 1
^{206}Pb	24.1 1
^{207}Pb	22.1 1
^{208}Pb	52.4 1
^{209}Bi	100
^{232}Th	100
^{234}U	0.0055 5
^{235}U	0.7200 12
^{238}U	99.2745 60

المصطلحات العلمية

انكليزي ــ عربي

A

English	عربي
absolute Activity	نشاط مطلق
absorbed Dose of radiation	جرعة الإشعاع الممتصة
activity	نشاط
allowed states	حالات مسموحة
allowed transition	انتقال مسموح
alpha counter tube	عداد ألفا
alpha Decay	تفكك ألفا
alpha particle	جسيم ألفا
alpha Scattering	تبعثر ألفا
alpha rays	أشعة ألفا
americium	أميريسيوم
amplification factor	عامل تضخيم
amplifier	مضخم
amplitude	مطال، سعة
analog	مماثل
analyser	محلّل
angle	زاوية
angle of scattering	زاوية التبعثر (الانتشار)
angstrom: unit	انغستروم: وحدة طول
angular distribution	توزيع زاوي
angular frequency	تردد (توتر) زاوي
angular momentum	كمية الحركة الزاوية
anharmonic oscillator	هزاز لا توافقي
anisotropy	لا متناحي
annihilation	إفناء، فناء
anode	أنود، مصعد
anticoincidece	لا تطابق
antimatter	مضاد المادة
antinode	بطن: في الأمواج المستقرة
antiparticle	جسيم مضاد
antiproton	مضاد البروتون
antisymmetric	لا متناظر
argon (Ar)	أرجون
artificial radioactivity	نشاط إشعاعي صنعي
assembly of particles	تجمع جسيمات
associated Wave	موجة مواكبة
astigmatic	لا نقطي
asymmetry	لاتناظر
asymptotic	مقارب
asynchronism	لا متزامن
atmosphere	غلاف جوي
atom excitation	إثارة الذرة
atom Spectrum	طيف الذرة
atomic clock	ميقاتية ذرية
atomic electric station	محطة ذرية
atomic energy	طاقة ذرية
atomic mass	كتلة ذرية
atomic mass unite	وحدة الكتل الذرية
atomic model	نموذج ذري
atomic nucleus	نواة ذرية
atomic number	عدد ذري
atomic orbital	مدار ذري
atomic spectra	أطياف ذرية
attenuation	إضعاف (امتصاص)
attenuation factor	عامل الامتصاص

azimuthal quantum number	عدد كمي سمتي

B

back Scattered electrons	الكترونات مرتدة
back Scattering	تبعثر مرتد
background radiation	إشعاع الخلفية
Balmer formula	صيغة بالمر
Balmer Series	سلسلة بالمر
barn (b)	بارن: وحدة المقطع الفعال
barometer	بارومتر: مقياس الضغط الجوي
baryons	باريونات
base frequencies	ترددات القرار (الاستقرار)
beaker	إناء، بيكر
beta decay	تفكك بيتا
beta particles	جسيمات بيتا
beta radiation	إشعاع بيتا
beta ray spectrometer	مطياف أشعة بيتا
beta rays	أشعة بيتا
binding	ارتباط
binding energy	طاقة الارتباط
binding energy of electrons	طاقة ارتباط الالكترونات
binding energy of nucleons	طاقة ارتباط النيوكلونات
bismuth (Bi)	بزموت
black body	جسم أسود
black body radiation	إشعاع الجسم الأسود
Bohr atom	ذرة بور
Bohr atomic model	نموذج بور الذري
Bohr magneton	مغنتون بور
Bohr radius	نصف قطر بور
bolometer	مقياس الإشعاع
	الحراري
Boltzmann constant	ثابتة بولتزمان
bomb	قنبلة
Bombardment with neutrons	قصف بالنيوترونات
boson	بوزون
bound state	حالة مرتبطة
boundary conditions	شروط حدية
bracket series of the H atom	سلسلة براكيت الهيدروجينية
Bragg angle	زاوية براغ
branching disintegration	تفكك متفرع
branching ration	نسبة التفرع
bremsstrahlung	إشعاع الكبح
bubble chamber	حجرة الفقاقيع

C

cadmium (Cd)	كادميوم
caesium (Cs)	سيزيوم
calcium (Ca)	كالسيوم
calibration	معايرة
caloric	حراري
caloric effect	مفعول حراري
calorie	حريرة
calorimeter	مسعر
capture	أسر
cartesian coordinates	إحداثيات ديكارتية
case	حالة
cathode	كاثود، مهبط
cathode bias	انحياز المهبط
cathode follower	تابع المهبط
cathode rays	أشعة مهبطية
cation	أيون موجب
cell	خلية
Celsius degree	درجة مئوية
center	مركز

cerium (Ce)	سيريوم
characteristic radiation	إشعاع مميز
characteristic rays	أشعة مميزة
characteristic X – rays	أشعة سينية مميزة
characteristics	مميزات
charge	شحنة
charge conservation	انحفاظ الشحنة
charge density	كثافة الشحنة
charge independence	استقلال الشحنة
charge invariance	لا تغير الشحنة، صمود الشحنة
charge of nucleus	شحنة النواة
charged	مشحون
chlorine (cl)	كلور
choc	صدمة
choke	خانق
circular orbits in the H atom	مدارات دائرية في ذرة الهيدروجين
classical	تقليدي، كلاسيكي
cloud	سحاب
cloud chamber	حجرة سحاب
coherence	ترابط
coherent	مترابط
coherent rays	أشعة مترابطة
coincidence	تطابق
collision	تصادم
collision Cross Section	مقطع عرضي للتصادم
collision of particles	تصادم الجسيمات
color or colour	لون
colorimetry	قياس الألوان
column	عمود
complementarity principle	مبدأ التتام، التتامية
complementary	متتم
complete	تام،كامل
complex	عقدي
complex conjugate	مرافق عقدي
Compton effect	مفعول كمبتون
conservation law of energy	قانون انحفاظ الطاقة
conservation laws	قوانين الانحفاظ
constant of Weak interaction	ثابت التأثير الضعيف
continues spectrum	طيف مستمر
corpuscle	جسيم
corpuscular	جسيمي
correspondence principle	مبدأ التقابل
cosmic rays	أشعة كونية
Coulomb barrier	حاجز كولوني
counter	عداد
coupling	ازدواج
covariance	تغاير
covariant	موافق التغاير
cross section	مقطع عرضي، مقطع فعال
crystal	بلورة
cubic	مكعب

D

data	بيانات، معطيات
data processing	معالجة المعطيات
dating	تأريخ
De Broglie waves	أمواج دي بروي
dead time, in a counter	زمن ميت، في عداد
decay	تفكك، اضمحلال
decay constant	ثابت التفكك
decay time	زمن التفكك
decomposition	تحلل
decrement	تناقص
degenerate energy level	مستوى طاقي منطبق

effective mass	كتلة فعالة
effective nuclear charge	الشحنة النووية الفعالة
efficiency	مردود، كفاءة
elastic	مرن
elastic collision	صدم مرن
elastic Scattering	تبعثر مرن
elastic quadrupole moment	عزم رباعي الأقطاب الكهربائي
electromagnetic	كهرطيسي
electron binding	طاقة ارتباط الالكترون
electron capture	أسر الكتروني
electron mass	كتلة الالكترون
electron multiplier	مضاعف الكتروني
electron of internal conversion	الكترون التحول الداخلي
electron shell	طبقة الكترونية
electron spin	سبين الالكترون
electron tube	صمام الكتروني
electron _ volt (eV)	الكترون فولت (eV)
element	عنصر
elementary charge	شحنة عنصرية
elementary particle	جسيم أولي
ellipse	قطع ناقص
ellipsoid	مجسم القطع الناقص
elliptical orbit	مدار إهليلجي
emission	إصدار
emitter	مصدر، باعث
energy	طاقة
energy density	كثافة الطاقة
energy level	مستوى الطاقة
energy level width	عرض مستوى الطاقة
energy quantization	تكميم الطاقة
energy spectrum	طيف الطاقة
energy states	حالات طاقية

degeneration	تحلل، تردي
degree	درجة
dipolar	ثنائي القطبية
delay line	خط التأخير
delay time	زمن التأخير
delayed neutron	نيوترون متأخر
delta rays	أشعة دلتا
detector	كاشف
deuterium ($D, ^2H$)	ديتريوم، هيدروجين ثقيل
developer	مظهر
device	أداة، نبيطة
diagram	مخطط
diameter	قطر
diatomic	ثنائي الذرة
diffraction	انعراج
diffusion	تبعثر
Dirac notations	رموز ديراك
discrete spectrum	طيف متقطع
Doppler broadening	توسيع دوبلر
Doppler effect	مفعول دوبلر
Doppler shift	إزاحة دوبلر
Doppler width	اتساع دوبلر، عرض دوبلر
dose of radiation	جرعة الإشعاع
duality	مثنوية
dyne	دينة: وحدة قوة

E

edge effect	مفعول الحافة (الانقطاع)
effect	مفعول
effect of radiation	تأثير الإشعاع
effective	فعّال
effect capture cross - section	مقطع الأسر الفعال

fission fragments	شظايا الانشطار
fission neutrons	نيوترونات الانشطار
fission reaction	تفاعل الانشطار
Fissionable nuclides	نيوكلايدات شطورة
fluorescence	فلورة
fluorescence resonance radiation	إشعاع رنين الفلورة
fluorescent	متفلور
fluorine (F)	فلور (F)
Fluorometer	مقياس التفلور
fluorometry	قياس التفلور
flux	تدفق
flux density	كثافة التدفق
force	قوة
foreign otam	ذرة غريبة
free atom	ذرة حرة
free charge	شحنة حرة
free electron	الكترون حر
free energy	طاقة حرة
free neutron	نيوترون حر
free particle	جسيم حر
frequency	تردد، تواتر
frequency meter	مقياس التردد
fuel cycle	دورة الوقود
fuel rod	قضيب الوقود
full radiation	إشعاع كامل
function	تابع (دالة)
function of state	تابع الحالة
fundamental Particle	جسيم أولي
fusion	اندماج
fusion energy	طاقة الاندماج
fusion reaction	تفاعل الاندماج

G

gallium (Ga)	جاليوم (Ga)
gamma	جاما

energy threshold	عتبة الطاقة
enriched uranium	يورانيوم مخصب
epithermal neutron	نيوترون فوق حراري
equation of wave	معادلة الموجة
equivalence principle	مبدأ التكافؤ
erg	إرجة
even function	تابع زوجي
even – even nucleus	نواة زوجية ــ زوجية
even – odd nucleus	نواة زوجية ــ فردية
excitation energy	طاقة الإثارة
excited atom	ذرة مثارة
excited level	مستوي مثار
excited state	حالة مثارة
exclusion Principle	مبدأ الاستعداد
exoergic	ناشر للحرارة
exothermic reaction	تفاعل ناشر للحرارة
explosion	انفجار
exposure dose of radiation	جرعة التعرض للإشعاع

F

fast fission	انشطار سريع
fast neutrons	نيوتونات سريعة
fast reactor	مفاعل سريع
Fermi age	عمر فرمي
fermion	فرميون
field	حقل
figure	شكل
filament	فتيلة
film	غشاء، فلم
filter	مرشح
fine structure	بنية دقيقة
fissile	شطور
fission	انشطار
fission cross – Section	مقطع فعال للانشطار
fission energy	طاقة الانشطار

gamma decay	تفكك جاما
gamma ray	شعاع جاما
gaseous ionization	تأين غازي
Geiger counter	عداد جايجر
Geiger- Muller counter	عداد جايجر_ مولر
general relativity	نسبية عامة
germanium (Ge)	جرمانيوم (Ge)
giga	جيجا: من مضاعفات وحدة القياس
gluon	جلوون
gravity	ثقالة
ground	أرض
ground state	حالة أساسية، حالة دنيا
ground term	حد أساسي
gyroscope	جيروسكوب

H

hadron	هدرون
hafnium (Hf)	هافينوم (HF)
half – life	عمر النصف
half – life time	عمر النصف
half – width	عرض النصف
head –on collision	صدم جبهي
health hazards	أخطار صحية
heat	حرارة
heat energy	طاقة حرارية
heat engines	محركات حرارية
heat of fusion	حرارة الاندماج
heat pump	مضخة حرارية
heat radiation	إشعاع حراري
heavy hydrogen (D), (^{2}H)	هيدروجين ثقيل
heavy water (D_2o)	الماء الثقيل
height	ارتفاع
Heisenberg uncertainty principle	مبدأ الارتياب لهايزنبرج
helium (He)	هيليوم (He)
helium isotopes	نظائر الهيليوم
hertz (Hz)	هرتز: وحدة التواتر
hydrogen (H)	الهدروجين
hydrogen bomb	قنبلة هيدروجينية
hypercharge	شحنة مفرطة

I

identical particles	جسيمات متطابقة
idle period	زمن ميت
imaginary	تخيلي
Imbalance	لا توازن
impact	صدم
impact parameter	وسيط الصدم
impulse	دفع، نبضة
impulse of a force	دفع القوة
Impulsion	دفع
uncertainty principle	مبدأ الارتياب
incidence	ورود
incident	وارد
indium	إنديوم
inelastic	لا مرن
inelastic collision	تصادم لا مرن
ingoing wave	موجة قادمة
initial conditions	شروط ابتدائية
instantaneous neutrons	نيوترونات آنية
integral dose	جرعة كلية
intensity	شدة
intensity of radiation	شدة الإشعاع
intensity of radioactivity	شدة النشاط الإشعاعي
interaction	التأثير المتبادل
interaction of radiation with matter	التأثير المتبادل بين الإشعاع والمادة
intermediate neutron	نيوترون متوسط الطاقة

Kelvin	كلفن: وحدة درجة الحرارة المطلقة
kilocalorie	كيلو حريرة
kinetic energy	طاقة حركية
L	
L electrons	الكترونات الطبقة L
L shell	الطبقة L
lag	تأخر
lanthanium (La)	لانثانيوم
Larmor frequency	تردد لا رمور، تواتر لارمور
Larmor precession	مبادرة لارمور
law	قانون
layer	طبقة
lead (Pb)	رصاص
lead isotopes	نظائر الرصاص
leakage	تسرب
length	طول
lepton	ليبتون
level of energy	مستوي الطاقة
life time	عمر
life time an excited state	عمر الحالة المثارة
light emission	إصدار الضوء
limit of resolution	حد المميز، حد قوة الفصل
line spectrum	طيف خطي
line width	عرض الخط الطيفي
linear	خطي
linear absorption factor	عامل الامتصاص الخطي
linear operator	مؤثر خطي
linear velocity	سرعة خطية
longitude	خط الطول
longitudinal	طولاني، طولي

internal conversion	تحول داخلي، انقلاب داخلي
international units	وحدات دولية
intranucleus	داخل النواة
intrinsic	ذاتي
intrinsic parity	نوعية (ندية) أصلية
invariance	لا تغير، صمود
invariant	لا متغير، صامد
inverse - square	قانون التربيع العكسي
ion	أيون
ionization	تأين
ionization chamber	حجرة التأين
ionization energy	طاقة التأين
iridium (Ir)	إيريديوم
iron (Fe)	حديد
irradiation	تشعيع
isodose chart	مخطط تساوي الجرعة
isomer	إيزومير، مماكب
isomeric transition	انتقال إيزميري
isospin	سبين نظيري، أيزوسبين
isotone	أيزوتون، متساوي النيوترونات
isotope	نظير
isotopic dating	تأريخ نظائري
isotropic	متناحي
isotropic medium	وسط متناحي
inversion	تحول، انقلاب
J	
Joule	جول: وحدة الطاقة
Joule's law	قانون جول
K	
K electrons	الكترونات الطبقة (K)
K- electron capture	أسر الكترون من الطبقة (K)

long – range alpha particles	جسيمات ألفا طويلة المدى
loss	فقد، ضياع، خسارة

M

M electrons	الكترونات الطبقة M
M shell	الطبقة M
machine	ماكنة، آلة
macrophysics	فيزياء جهرية
macroscopic	جهري
macroscopic section	مقطع عياني، مقطع جهري
magic number	عدد سحري
magnesium (Mg)	مغنيزيوم
magnetic orbital quantum number	العدد الكمي المداري المغناطيسي
magnetic resonance	تجاوب مغناطيسي
magnitude	مقدار، طويلة
manganese (Mn)	منغنيز
mass absorption factor	عامل الامتصاص الكتلي
mass defect	نقص الكتلة
mass number	عدد كتلي
mass of proton	كتلة البروتون
mass of the nucleus	كتلة النواة
mass spectrometer	مطياف الكتلة، مطياف كتلي
mass spectrum	طيف الكتلة
mass surface density	كثافة الكتلة السطحية
material	مادي، مادة
matter	مادة
matter wave	موجة مادية
maximum permissible dose	جرعة عظمى مسموح بها
mean	وسطي
loss factor	عامل الضياع
lutecium (Lu)	لوتيثيوم
Lyman series	سلسلة ليمان
mean free path	مسار حر وسطي
mean life time	عمر وسطي
mean value	قيمة وسطى
measurement of spectrum	قياس الطيف
medium	وسط، محيط
mercury (Hg)	زئبق
meson	ميزون
mesonic atom	ذرة ميزونية
metal	معدن
metastable	شبه مستقر
metastable nucleus	نواة شبه مستقرة
metastable state	حالة شبه مستقرة
meter	مقياس، عداد، متر
MeV, energy unit	مليون الكترون فولت، وحدة الطاقة
mirror nuclides	نيوكلايدات مرآتية
mobility of neutrons	حركية النيوترونات
mode	نمط
model	نموذج
moderator	مهديء
modulus	معامل، طويلة
modulus of elasticity	معامل المرونة
mole	مول، جزئي جرامي
molecule	جزئي
molybdenum (Mo)	موليبدنيوم
moment	عزم، لحظة
momentum	اندفاع
monitor	مرقاب
Mossbauer effect	مفعول موسبار
motion of particle	حركة جسيم
multiple decay	تفكك متعدد

multiple disintegration	تفكك متعدد
multiplet	تعددية
multiplicity	تعددية
muon	ميون، ميزون ميو
mutual	متبادل

N

nanometer	نانو متر، وحدة طول
natural period	دور طبيعي
negatron	نيغاترون، الكترون سالب
neon (Ne)	نيون
neptunium (Np)	نبتونيوم
neptunium series	سلسلة النبتونيوم
neutral meson	ميزون متعادل
neutrino	نيوترينو
neutron	نيوترون
neutron chain reaction	تفاعل نيوتروني متسلسل
neutron counter	عداد النيوترونات
neutron lifetime	عمر النيوترون
nickel (Ni)	نيكل
nitrogen (N)	نيتروجين، آزوت
normalization	تنظيم، توحيد
nuclear	نووي
nuclear charge	شحنة نووية
nuclear energy	طاقة نووية
nuclear energy level	مستوي الطاقة في النواة
nuclear fission	انشطار نووي
nuclear force	قوة نووية
nuclear fuel	وقود نووي
nuclear fusion	اندماج نووي
nuclear magnetic resonance	تجاوب مغناطيسي نووي
nuclear magneton	مغنتون نووي
nuclear physics	فيزياء نووية
nuclear potential	جهد نووي
nuclear reaction	تفاعل نووي
nuclear reactor	مفاعل نووي
nuclear shell	طبقة نووية
nuclear shells – model	نموذج الطبقات النووي
nuclear spin	سبين نووي
nuclei	نوى
nucleon	نيوكلون
nucleus	نواة
nuclide	نيوكلايد
number	عدد

O

object	جسم، شيء
octave	ثماني
octet	ثمانية
odd	فردي
ohm	أوم: وحدة المقاومة الكهربائية
operator	مؤثر
opposition	تضاد، تعاكس
orbit	مدار
orbital	مداري
orbital quantum number	عدد كمي مداري
ordinary ray	شعاع عادي
osmium (Os)	أوسميوم
oxygen (O)	أوكسجين

P

packet	رزمة
parameter	وسيط
parent nucleus	النواة الآم
parity	نوعية، ندية
particle	جسيم
path	مسار

Prompt neutron	نيوترون فوري
proportional counter	عداد تناسبي
protactinium (Po)	بروتكتنيوم
Proton	بروتون
Q	
quadripole	رباعي أقطاب
quadripole moment	عزم رباعي الأقطاب
quadripole radiation	إشعاع رباعي الأقطاب
qualitative	كيفي
quality	جودة
quality factor	عامل الجودة
quanta	كمات: مفردها كم
quantification	تقدير الكمية
quantity	كمية
quantization	تكميم
quantum	كم
quantum mechanics	ميكانيك الكم
quantum number	عدد كمي
R	
rad: unit of absorbed energy	راد: وحدة الطاقة الممتصة
radial	قطري
radial force	قوة قطرية
radial quantum number	عدد كمي قطري
radiance	إشعاعية
radiant	مشع
radiant energy	طاقة إشعاعية
radiant intensity	شدة الإشعاع
radiation dose	جرعة الإشعاع
radiation exposure	تعرض الإشعاع
radiation flux	تدفق الإشعاع
radiation shielding	تدريع الإشعاع
radioactive capture	أسر مشع
radioactive decay	تفكك مشع
radioactivition	تحليل بالتنشيط

path length	طول المسار
Pauli exclusion principle	مبدأ استبعاد باولي
period	مرة، دور
period of a radioactive element	دور عنصر مشع
phonon	فونون
photoelectric multiplier	مضاعف كهرضوئي
photo electron	الكترون ضوئي
photon	فوتون
photonuclear	تفاعل نووي ضوئي
pile	عمود، مفاعل
Pi-meson	ميزون باي
pion	بيون
Pitchblende	بتشبلند، خام اليورانيوم
Platinium (Pt)	بلاتنيوم
Plutonium (Pu)	بلوتونيوم
polonium (Po)	بولونيوم
population	إسكان
positron	بوزيترون
Positron decay	تفكك بوزيتروني
Positronium	ذرة بوزيترونية
Potassium (K)	بوتاسيوم
potential	جهد، كمون
Potential barrier	حاجز جهد
Potential energy	طاقة وضع، طاقة كامنة
Potential well	بئر جهد، بئر كمون
Power	قدرة ،استطاعة
Power control rod	قضيب التحكم بالقدرة
Power factor	عامل القدرة
precession	مبادرة، ترنح
Principle	مبدأ
Principle series	سلسلة رئيسية
Process	عملية، تحول

relaxation frequency	تردد الاسترخاء
repulsion	تدافع
repulsion force	قوة (التنافر) قوة التدافع
resolution	ميز ، قوة الفصل
resolving time	زمن الفصل
resonance	رنين، تجاوب
response	استجابة
rest	باقي، سكون
rest energy	طاقة سكونية
rest mess	كتلة سكونية
retardation	تأخير
retardation neutrons	نيوترونات متأخرة
rhodium (Rh)	روديوم
roentgen rays	أشعة رونتجن
rubidium (Rb)	روبيديوم
ruthenium (Ru)	روثينيوم
Rutherford	رذرفورد
rutherfordium (Rf)	رذرفورديوم

S

sample	عينة
sampling	اعتيان
saturation	إشباع
scattering	تبعثر ، تبعثر
scintillation	ومضة، وميض
scintillation counter	عداد وميض
section	مقطع، قسم
selection rule	قاعدة الانتقاء
semiconductor	نصف ناقل، شبه موصل
semi – empirical mass formula	المعادلة نصف التجريبية للكتلة
sensibility	حساسية
sensitivity	حساسية
separation	فصل

analysis	الإشعاعي
radioactive carbon	كربون مشع
radioactive constant	ثابت التفكك الإشعاعي
radioactive element	عنصر مشع
radioactive equilibrium	توازن نشاط إشعاعي
radioactive isotopes	نظائر مشعة
radioactive nuclide	نيوكلايد مشع
radioactive series	سلسلة مشعة
radioactivity	نشاط إشعاعي
radioisotope	نظير مشع
radiometer	مقياس الإشعاع
radionuclide	نيوكلايد مشع
radium(Ra)	راديوم
radius of nucleus	نصف قطر النواة
radon (Rn)	رادون
random	عشوائي
range	مدى، مجال
rare earth elements	عناصر ترابية نادرة
ray	شعاع
reaction of thermonuclear fusion	تفاعل الاندماج النووي الحراري
reaction threshold	عتبة التفاعل
reactivity	تفاعلية
reactor	مفاعل
recoil	مرتد
recoil nucleus	نواة مرتدة
relative	نسبي
relative abundance	وفرة نسبية
relative energy	طاقة نسبية
relativistic	نسبوي
relativistic quantum mechanics	ميكانيك كم نسبوي
relativity	النسبية
relativity theory	نظرية النسبية
relaxation	استرخاء

series	سلسلة
set	مجموعة
shell	طبقة
shield	درع إحجاب
shielding	تدريع
shift	انزياح، إزاحة
short range force	قوة قصيرة المدى
sievert	سيفرت
silicon (Si)	سلسيوم، سليكون
silver (Ag)	فضة
sodium (Na)	صوديوم
source	مصدر، منبع
specific	نوعي
specific activity	نشاط نوعي
spectra	طيوف، أطياف
spectral	طيفي
spectral analysis	تحليل طيفي
spectral line	خط طيفي
spectrometer	مطياف، مقياس الطيف
spectrum	طيف
spin	سبين
splitting of energy levels	انشطار مستويات الطاقة
spontaneous decay	تفكك تلقائي
spontaneous fission	انشطار تلقائي
stability	استقرار
stable	مستقر
stable equilibrium	توازن مستقر
stable isotope	نظير مستقر
state	حالة، وضع
statistical	إحصائي
statistically	إحصائياً
statistics	علم الإحصاء
step	خطوة، درجة

stopping	إيقاف، توقف
stopping power	قدرة الإيقاف
sub – shell	طبقة فرعية
symmetric	متناظر
system	منظومة، جملة
system of particles	جملة جسيمات

T

table	جدول
tantalum (Ta)	تانتاليوم
target	هدف
technetium (Tc)	تكنيسيوم
temperature	درجة الحرارة
ternary fission	انشطار ثلاثي
tesla (T)	تسلا: وحدة التحريض المغناطيسي
theory	نظرية
thermal	حراري
thermal energy	طاقة حرارية
thermal neutron	نيوترون حراري
thermodynamics	الترموديناميك، التحريك الحراري
thermometer	ميزان الحرارة
thermometry	قياس درجة الحرارة
thermonuclear	حراري نووي
threshold energy	طاقة العتبة
thickness	ثخن، سماكة
Thomson scattering cross section	مقطع عرضي لتعبثر تومسون
thorium (Th)	ثوريوم
thoron	ثورون
thyroid	غدة درقية
time	زمن
time of exposure	زمن التعريض
tolerance dose	جرعة التحمل
total energy	طاقة كلية

English	Arabic
transuranium elements	عناصر ما بعد اليورانيوم
tritium (T, ^{3}H)	تريتيوم: نظير الهدروجين
tunnel effect	مفعول النفق

U

English	Arabic
uncertainty principle	مبدأ الارتياب
uncharged particle	جسيم غير مشحون
unit	وحدة قياس
unit of atomic mass	وحدة الكتل الذرية
unitary	واحدي
units of activity	وحدات النشاط الإشعاعي
uranium (U)	يورانيوم

V

English	Arabic
vacuum	خلاء
value	قيمة، مقدار
virtual	وهمي، افتراضي
volt	فولت، فولط
volume	حجم
volumetric	حجمي
volumetric density	كثافة حجمية

W

English	Arabic
wall	جدار، حاجز
wall energy	طاقة الحاجز
water	ماء
watt: unit of power	وات: وحدة القدرة (الاستطاعة)
wave	موجة
wave equation	معادلة الموجة
weak forces	قوى ضعيفة
weight	ثقل، وزن
width	عرض

X

English	Arabic
X-axis	محور السينات، محور الفواصل
X- radiation	إشعاع سيني
X-rays	أشعة سينية

Y

English	Arabic
Y-axis	محور العينات، محور التراتيب
ytterbium (Yb)	اتربيوم
yttrium (y)	اتريوم

Z

English	Arabic
Z-axis	محور الصادات، محور الرواقم
Zeeman effect	مفعول زيمان
zero	صفر

المراجع

1- Tatjane Jevremovic, Nuclear Principles in Engineering, Springer 2005.

2 – Meyerhof W.E , Eléments de Physique Nucléaire, Dunod Université, 1970.

3 – Luc Valentin, Physique Subatomique, Hermann, 1982.

4 – Schiff, L. I. Quantum Mechanics McGraw – Hill, New york, 1955.

5 – Evans. R. D, The Atomic Nucleus McGraw – Hill, New york, 1955

6 – Kimmich R. NMR Tomography Diffusometry Relaxation, Springer, 1997.

7 – Braian Cowan, Nuclear Magnetic Resonance and Relaxation, Cambridge University Press, 1997.

8- Roger S. Macomber, A Complet Introduction to Modern NMR Spectroscopy, John Wiley & Sons, Inc. 1998.

9- Leobold May, An Introduction to Mossbauer Spectroscopy, Plenum Press, 1971.

10 – Audi G. and wapstra A. H, Nucl, Phys. A595 (1995)

11- http://pecbip2.univ-lemans.fr/~moss/webibame//

12- http://nuclear data .nuclear. lu. se/nuclear data/toi//

13 ـــ د. علي سلامي، د. هيثم جبيلي: هندسة الطب النووي، جامعة دمشق 1994.

14 ـــ د. هزاع جناد: الفيزياء النووية، جامعة تشرين، 1991.

15 ـــ د. محمد شحادة الدغمة، د. علي محمد جمعة: الفيزياء النووية، مكتبة الفلاح 1997.

16 ـــ د. محمد فاروق أحمد، د. أحمد محمد السريع: أسس الفيزياء الإشعاعية، جامعة الملك سعود، 1998.

اللجنة العلمية لتقويم أملية الفيزياء النووية (1) لطلاب السنة الثالثة فيزياء

أ.د. جبور جبور   قسم الفيزياء -كلية العلوم -جامعة تشرين

أ.د. نزيه حيدر   قسم الفيزياء -كلية العلوم -جامعة تشرين

أ.د. مفيد عباس   قسم الفيزياء -كلية العلوم -جامعة تشرين

المدقق اللغوي

أ.د. حكمت عيسى   قسم اللغة العربية –كلية الآداب - جامعة تشرين